普通天体物理学

李宗伟　肖兴华　编著



高等教育出版社

普通天体物理学

李宗伟
肖兴华　编著



高等教育出版社

(京)112号

内容提要

本书是建立在大学高年级学生的数理基础上的一部普通天体物理教科书．全书系统地阐述了天体物理学的基础知识，论述了60年代以来天体物理学的新进展．有重点地介绍了某些研究领域的前沿课题．

全书共分九章，即：绪论，天体物理中的辐射过程，天体物理观测方法和天体物理量的测定，太阳物理，恒星的结构和演化，致密星，星际物质，银河系和河外星系，宇宙学．

本书可作为师范院校，综合大学物理系高年级选修课的教材，亦可供天文、天体物理专业研究生、天体物理研究人员和教师，以及有关科技人员参考．

本书责任编辑　杨祥

普通天体物理学

李宗伟
肖兴华　编著

*

高等教育出版社出版
新华书店总店北京科技发行所发行
高等教育出版社激光照排技术部照排
北京印刷一厂印装

*

开本 850×1168 1/32　印张 22　插页 4　字数 570 000
1992 年 3 月第 1 版　1992 年 3 月第 1 次印刷
印数 0001—1 412

ISBN 7-04-003736-X/O·1103
定价 10.65 元

開心明目
循序致精

喜讀宗偉興華同志
著《普通天體物理學》



王綬琯 一九九一年

序

天体物理学是应用物理学的理论、方法和技术，研究天体的物理性质、化学组成和演化规律的学科．它是古老天文学的一个年青活跃，富于生命力的分支学科．

半个多世纪以来，突飞猛进的科学技术促使天体物理学的内容发生了巨大变革．射电技术、红外探测技术、航天和空间技术的兴起和发展，使早先仅限于光学波段的天文观测，一跃而为包括射电、红外、可见光、紫外、X射线直至γ射线的全波段观测，极大地扩展了人们的视野，由此而获得了一系列惊人的新发现．

浩瀚宇宙的研究向人们展现了许多崭新的，甚至是“谜”一般的课题，例如，天体活动过程中释放的无比巨大的能量；能量极高的宇宙高能粒子；每立方厘米有数亿吨质量的超密态物质；以及高达10^{12}—10^{13}高斯的脉冲星磁场……，这些课题向科学提出了严峻的挑战．可以预期它们的解决必将推动物理学和其他有关学科的发展；甚至有可能成为一次新的自然科学革命的重要组成部分．

正是由于现代天体物理学与物理学之间互相渗透和交融的特殊关系，促使不少物理学工作者涉足天体物理学的研究领域．“普通天体物理学”一书的出版，将为他们提供一本有价值的参考书．全书九章几乎涉及天体物理学所有重要的研究领域．其中既有基本理论和观测处理方法的介绍；又有对各研究领域主要成果的概括和评述．

太阳、月亮、星星、银河等等天体常常被文学家引入美丽的诗篇，天文学常被人们看成是一门神秘而又富于幻想的科学．然而，当你步入这门学科的大门时，你就会发现，那些从天体物理观测和理论分析所得到的，许多看起来“神奇”、“玄妙”的不

可思议的结果，都是建立在坚实科学理论和实验技术基础之上的．我希望，当人们读完“普通天体物理学”一书后，能认识到天体物理学是一门基础扎实且结构严密的学问．

鉴于“普通天体物理学”一书所涉及的知识的广泛性，可以料想到两位作者在编写这本著作时，付出了何等辛勤的劳动．如果这本书的出版，能使更多的人们了解天体物理学，甚至加入天体物理学的研究队伍，共同来推动我国天体物理学的发展，我相信作者一定会感到无比欣慰！

曲钦岳

1991年6月于南京大学

前　言

天体物理学是天文学的重要分支."天体物理"一词,现在变得相当普及,特别是1987年初发现了超新星1987A并测到了中微子;1990年4月24日哈勃空间望远镜升上了太空,知道"天体物理"和想涉足天体物理研究的人越来越多.近30年来,随着60年代天体物理的四大发现,天体物理进入了最伟大发现的鼎盛时期,其间不断揭示出一些完全崭新的,并且也越来越"奇"的现象.在建立宇宙中许多现象、天体、过程的有根据的理论和模型,并把它们纳入物理体系方面,获得了重大的成就.现代天体物理成为自然科学最前沿的领域之一.国际上近来已涌现出大量介绍天体物理的书籍.但在国内,天体物理和天文学普及不够,全面介绍天体物理基础和前沿课题的书籍几乎是空白.大学物理系高年级学生,刚跨入天体物理专业的研究生都希望尽快地了解"天体物理最近有什么成就?""现代天体物理前沿有哪些研究课题?"他们急需既有基本理论和观测分析方法、又有对各研究领域主要成果加以概括和评述的天体物理学.本书正是为此而编写的.

该书是在我们教学所用讲义的基础上,按照高等学校理科物理学教材编审委员会天文学教材编审小组于1984年审定的大纲而全部重新改写而成的.

物理学家在研究支配我们世界的自然规律时常转向天文学和宇宙学,天体物理是现代物理学的试金石;而天文学家又依据物理学家在地面实验室中建立的理论去理解天体物理现象.我们在全书中始终贯彻天体物理和物理学之间这种根本性的相互联系.不仅将天体物理现测的繁多的现象加以描述和分类,而且在组织材料和解释时建立在基本物理基础之上.例如,告诉学生恒星世

界五光十色千姿百态，重要的是阐明为什么恒星会演化为红巨星或白矮星、中子星等．进而强调在基本粒子、原子和分子微观世界与星际物质、恒星、星系和宇宙这一宏观世界之间的深刻的联系．科学的天文学真正的美妙是寓含于“宇宙的统一性”之中．

本书定名为《普通天体物理学》，其含义为侧重介绍天体物理的基本概念和原理，也部分地、有选择地论述了某些前沿领域的最新进展；以期区别于论述某一专门课题或天体的专著．阅读本书需有物理学的“四大力学”为基础．

全书的体例按照天体物理的特性分为两大部分．前三章从总体上介绍基础原理和观测分析方法；第四章至第九章分别介绍现代天体物理的有关研究对象和领域，同时贯穿着有关物理理论．

太阳物理是发展迅速和研究深入的学科．太阳是全面运用各有关物理理论加以详细研究的天体、太阳的基本参量是天体物理的基本单位，因此自然先简述太阳物理．

20世纪天体物理最辉煌的成就之一是较全面地理解了恒星的结构和演化；现代天体物理最活跃的研究领域之一是致密天体和天体的活动过程．为此我们用两章来加以全面的论述，以便读者较快地进入该领域的前沿阵地．

星际物质的研究突飞猛进，开辟了一些全新的研究领域．星际物质与恒星的生与死，与星系的结构和演化密切相关，所以辟专章加以讨论，它具有承前启后的作用．

星系和宇宙学是前沿阵地，是最引人入胜的篇章．作为科学的宇宙学所依据的是：观测和实验的发现，物理宇宙模型的建立，以及理论和检验之间的对证．该领域的发展日新月异，我们重点介绍最基本的内容，使广阔无垠的宇宙成为人们可以理解的科学事实．

全书中每章之前都引证了著名科学家的名言，既是每章的纲要，同时又富有哲理和思辨，以求达到“画龙点睛”．同时在论述某些重要天文事件或论争时，用一定篇幅介绍了历史材料，目

的是从中引出科学的方法论和正确的思辨，历史为现在和将来服务．

顺便说明，作者的学识和兴趣对有关论题的侧重颇有影响．对超新星和超新星遗迹、中子星的论述稍详且具特色，这反映了个人的“偏爱”．

本书内容广泛，涉及天体物理各个主要领域．作者深感知识有限，力单势薄．为弥补于此，我们广泛征求天体物理同行们的意见，多方争取帮助．如果没有朋友们的支持和帮助，本书很难问世．在此我们对热心帮助我们的朋友和同志表示衷心的感谢．他们是北京天文台的李启斌、李竞、邹振隆、胡景耀诸同志，南京大学的陆埮、许敖敖、朱慈墭诸同志，高能所的李惕碚、马玉倩二同志，中国科技大学的尤峻汉、程福臻、褚耀泉、卢炬甫诸同志，给予更多帮助的自然是北京师范大学天文系的同事曹盛林、吴时敏、孙锦等同志，还有研究生李卫东同志．

我们要特别感谢的是：冯克嘉先生为本书撰写了日地关系（§4.5）；王绶琯先生审阅了大纲和各章引言，提出了改进意见并热情地为本书题字；曲钦岳教授在十分繁忙的工作中为本书作序；马骥同志在异常忙碌中审阅了全部书稿，提出了许多宝贵的修改意见和建议．在此一并由衷地致谢．

由于作者学识水平有限，又加涉及面广，错误和不当之处在所难免，恳请读者提出批评指正．

作　者

一九九一年春于北京

目　　录

第一章 绪　论

从现代天体物理学的发展可明显地看出这样一种倾向，即向不习惯的、出乎意外的、甚至彷佛是不可能的东西发展．

——阿姆巴楚米扬：《天体物理学的方法论问题》

§1.1 宇宙概观

当我们在天空的照相底片上或是射电天文的记录中发现一种前所未知的星体时，我们便称它为新的天体．它不一定就是恒星，也可能是星系，或者是星际物质云．宇宙中存在着各种各样不同的天体，其显著的特点是它们可按体积大小和质量大小排列为各种不同的层次（参看表 1.1），每个层次又可细分为很多类．天体物理学的任务是利用已知的物理规律对各种层次的天体的多样性作出统一说明，弄清各类天体的结构及其演化．天体层次的多样性，有的表示演化的时间序列，有的则反映了各层次形成时的初始条件和状态．随着人们对各层次天体之间的关系的深入了解，将建立起越来越正确的宇宙观．

表 1.1　各种天体层次

天体层次	行星（地球）	恒星（太阳）	星际云（平均）	星团（球状）	星系	宇宙
半径（pc）*	10^{-10}	10^{-8}	10	10	10^{4}	10^{10}
平均距离（pc）	10^{-5}	1	10	10^{3}	10^{6}	—
质量（$M_{\odot}$）	10^{-6}	1	10^{3}	10^{6}	10^{11}	10^{21}
平均密度（克/厘米^3）	1	1	10^{-23}	10^{-21}	10^{-23}	10^{-30}
中心温度（K）	10^{4}	10^{7}	10^{2}	—	—	—

* pc 为秒差距，1 秒差距（pc）= 3.261633 光年 = 3.085678×10^{18} 厘米．

1. 太阳系

地球居于太阳系内，太阳集中了太阳系内 99% 以上的质量，太阳质量 $M_\odot = 1.99 \times 10^{33}$ 克．最大的行星——木星的质量仅为太阳质量的千分之一．通常将地球绕太阳公转轨道的半长轴作为一种度量长度的单位，称为天文单位，记为 A，$A = 1.495985 \times 10^{13}$ 厘米，太阳系的大小约为 40A，亦即处于太阳系边缘的冥王星的轨道半径．

太阳系大家族由九大行星、二千多颗小行星、六十多颗卫星、还有无数的彗星、流星和固体微粒组成．

行星可以分为内行星和外行星，火星以内的行星叫内行星(类地行星)，木星以外的叫外行星．行星的公转轨道的偏心率都很小，除最内侧的水星和最外侧的冥王星外，偏心率都在 0.01 — 0.09 之间，而且，行星的轨道几乎在同一平面上．

通过对地球和月球的岩石以及各种陨星的主要化学组成元素含量的测定，并与太阳大气化学组成相比较，可看出太阳、地球、月球的化学组成很类似．用 $^{238}U \rightarrow {}^{206}Pb$ (半衰期为 4.5×10^9 年)等衰变现象，测定地球和月球的岩石年代，得出地球和月球的年龄为 45—— 47 亿年．

关于太阳系的起源从康德(Kant 1755)和拉普拉斯(Laplace 1796)到现在提出过许多看法，大体上可分为一元论和二元论．一元论认为太阳和行星是由同一原始气体云凝缩而成；而二元论则认为太阳与行星的形成毫无关系，比如行星物质是太阳与另一颗恒星偶然遭遇时由于潮汐力而从太阳里面分裂出来的．现在一元论占了上风．我国戴文赛教授发展了康德的星云说，认为整个太阳系是由同一个原始星云形成的，该星云原先有自转，在自引力作用下收缩，星云中心部分形成太阳、外面部分形成扁扁的星云盘，行星和卫星在星云盘形成．应当指出，太阳系的起源和演化问题仍是被研究的天体物理课题，现在下结论还为时过早．

2. 恒星

太阳是一颗恒星，是本身发光的气体球，其光度为 $L_{\odot}=3.90\times10^{33}$ 尔格/秒，这类本身发光的星球称为恒星．恒星质量有的小于 $0.1M_{\odot}$，有的则是几十个太阳质量．太阳光到达地球约需八分钟，光从最近的恒星——半人马座比邻星到达地球则要 4.22 光年(l. y.)．1 光年 $=9.46\times10^{17}$ 厘米，天文学中常常用另一单位叫秒差距(pc)作为恒星距离的单位，一秒差距指从某天体看太阳系时 1A 所张的角度为 1 角秒时的距离，1 秒差距 $=206265$ 天文单位 $=3.09\times10^{18}$ 厘米 $=3.26$ 光年．

恒星并非静止不动，只是由于距离地球太远，不借助特殊的天文仪器很难发现它们在天球上位置的变化，因此古代将其称为恒星．为了便于记忆，把星空分成若干个区域，这些区域称为星座．中国很早就把星空分为三垣二十八宿．三垣是北天极周围的三个区域，即紫微垣、太微垣、天市垣．二十八宿是在黄道和白道附近的二十八个区域，即：

东方苍龙之象：含角、亢、氐、房、心、尾、箕；
北方玄武之象：含斗、牛、女、虚、危、室、壁；
南方朱雀之象：含井、鬼、柳、星、张、翼、轸；
西方白虎之象：含奎、娄、胃、昴、毕、觜、参．

公元前 3000 年左右，巴比伦人把较亮的星划分成若干星座．古希腊人主要以神话中的人物或动物为星座命名．现全天分为 88 个星座，分别有星座名和符号．

描述恒星的物理特性的基本参量有：距离、亮度(星等)、光度(绝对星等)、质量、半径、温度、压力和磁场等，有关测量方法将在第三章中详细论述．

与在地面实验室进行光谱分析一样，对恒星的光谱也可以进行分析，借以确定恒星大气中形成各种谱线的元素的含量．正常恒星大气的化学组成与太阳大气差不多．按质量计算，氢最多，

氦次之，其余依次大致是氧、碳、氮、氖、硅、镁、铁等.

观测发现，有些恒星的光度、光谱和磁场等物理特性随时间推移发生周期、半周期或无规则的变化. 这种恒星叫变星. 变星分为两大类：一类是几何变星；一类是物理变星. 物理变星，按光变的物理机制，主要分为脉动变星和爆发变星两类.

脉动变星又分为：长周期造父变星、短周期造父变星、长周期变星、半规则变星和不规则变星.

爆发变星包括：灾变变星(超新星)、激变变星(新星、再发新星、矮新星等)、耀星.

现在已发现射电变星和 X 射线变星.

恒星的诞生、发展和死亡是天体物理学的重要研究内容，恒星的形成和晚期演化(致密星)涉及许多物理问题，我们将在第五章和第六章专门讨论.

3. 星际物质

恒星之间的物质，包括星际气体、星际尘埃和各种各样的星际云，还包括星际磁场和宇宙线，统称为星际物质.

星际物质总质量占银河系总质量的 5%. 平均密度为 10^{-24} 克/厘米^3，密度范围为 $10^{-12} \sim 10^{-25}$ 克/厘米^3.

星际物质在银河系内分布很不均匀，从 0.1 个质点/厘米^3 到 10^{12} 质点/厘米^3；星际物质和年青恒星高度集中于银道面，尤其是分布在旋臂中.

星际物质，特别是星际分子——存在于星际空间的无机分子和有机分子，是现代天体物理的重要研究对象. 观测星际分子的主要工具是射电望远镜，绝大多数星际分子是靠分析分米波至毫米波段的星际分子射电谱线发现的. 星际分子的研究对于天体演化、银河系结构和宇宙化学等学科都有重要意义.

星际物质在现代天体物理中越来越受到重视，我们专辟第七章加以论述.

4. 星系

星系是由几十亿至几千亿颗恒星和星际气体以及尘埃物质等构成，占据几千光年至几十万光年的空间的天体系统．我们的银河系就是一个普通的星系．银河系以外的星系称为河外星系．

17 世纪望远镜发明以后，人们陆续观测到一些云雾状的天体，称为星云．18 世纪，康德和维斯登堡都曾猜想这些云状天体（有的是星云，有的是星系）是象银河一样由星群构成的宇宙岛，只是因为距离太远而不能分辨出一颗一颗星来．直到 20 世纪初才找到一些线索．1917 年美国天文学家里奇（Richer，J.）在星云 NGC6946 中发现一颗新星；1924 年哈勃（Hubble，E. P.）用 2.5 米大望远镜在仙女座大星云（M31）、三角座星云中发现了造父变星，并利用造父变星的周光关系定出这些星云的距离，终于肯定了它们是银河系以外的天体系统，于是称它们为河外星系．

河外星系的外形和结构有其特征，可分为旋涡星系、椭圆星系和不规则星系．具有激烈活动的星系，称为活动星系．

60 年代发现的类星体，从种种迹象表明应归入星系，它是活动星系中的一个特殊类型．

各类星系的物理特性可归纳如下表．

表 1.2 星系的物理特性

物理特性	椭圆星系	旋涡星系	不规则星系
质量（$M_\odot$）	10^6-10^{13}	10^9-10^{11}	10^8-10^{10}
直径（kpc）	1－150	6－15	2－9
光度（$L_\odot$）	10^6-10^{11}	10^9-10^{10}	$10^7-2\times10^9$
目视绝对星等	－9－－23	－15－－21	－13－－18
恒星成分	老年恒星	老年和年青恒星	老年和年青恒星
复合光谱型	G～K	A～K	A～F
星际物质	有少量气体	气体和尘埃	多少不定，有的甚至没有

5. 宇宙

通常把我们观测所及的宇宙部分称为宇宙，或称观测宇宙．研究宇宙的学科称为宇宙学．如果用一句话来回答“什么是宇宙学”？可以说：宇宙学是研究宇宙作为整体的结构情况．天文观测告诉我们宇宙的大尺度结构是怎样的？它的半径多大？还告诉我们宇宙的过去、现在和未来，它的年龄多大？我们今天知道的物理规律能否解释这些研究所给出的宇宙图象？我们谈到宇宙或宇宙学必然涉及这些问题．

宇宙的典型尺度为100亿光年，年龄约为100亿年．通过星系计数，射电源计数和微波背景的测量表明，宇宙中物质和运动分布在统计上是均匀各向同性的．宇宙中物质含量最多的是氢，其次是氦．从1914年发现星系谱线红移以来，已证明宇宙是膨胀的．

宇宙有时分为各种层次：星系团，超星系团．相互之间有一定力学联系的十几个、几十个乃至成百上千个星系集聚在一起组成的星系集团，称为星系团．目前已发现上万个星系团．距离远达近百亿光年．小星系团如本星系群由银河系，大、小麦哲仑云，仙女座星云等40多个大小不等的星系组成；大的星系团如后发星系团有上千个比较明亮的成员星系．星系团按形态分为两类：规则星系团和不规则星系团．规则星系团呈球形，不规则的没一定形状．

超星系团是由若干个星系团聚在一起构成更高层次的天体系统．例如包括本星系群在内的本超星系团，还包括室女星系团，大熊座星系团等50多个星系团．其尺度约为100百万秒差距(简写为100Mpc)．超星系团的质量范围为10^{15}— $10^{17}M_{\odot}$，超星系团的存在表明宇宙间物质的分布是不均匀的．星系间亦存在气体和尘埃，称为星系际物质．已有许多证据表明，宇宙间存在大量暗物质．例如，观测证明在星系发光区之外存在不发光的晕，

其质量比星系发光区的质量还大．由星系团的动力学也证明有大量物质是不发光的．1980年注意到中微子的静质量可能不为零，只要每个中微子具有数电子伏（eV）的静质量．宇宙间的质量就主要由中微子贡献．随后，粒子物理提供了一个很大的粒子名单，它们都是由粒子理论所预言的一些超弱相互作用粒子，它们都可能存在于宇宙的暗物质中．于是，宇宙的结构形成问题现在已经趋向于研究宇宙中暗物质的成分、性质，以及研究哪种暗物质在宇宙结构和形成中起关键作用．

§1.2 宇宙物质的基本规律和物质状态

天体的温度、密度等物理状态变化的范围极广．天体物理学的主要目的是统一解释天体的层次化和各个层次的结构和演化．然而，应该以什么定律作为它的理论基础呢？天体是由原子、分子、离子、电子、光子、原子核等微观粒子所形成的巨大集团，所以，有关这些粒子的运动和相互作用的微观规律是描述天体现象的基本物理定律之一．

宇宙中不存在完全孤立的不受其他粒子相互作用的粒子．规律通常是通过所谓“因果关系”存在于世界之中．因果关系通过粒子间的相互作用体现出来，这种相互作用有四种类型：电磁相互作用、强相互作用、弱相互作用和引力相互作用．

构成天体的物质，实际上多数都处于热动平衡状态，为了理解各种天体物理现象，我们需要了解处在各种温度和密度下的物质状态，即热力学性质和化学组成．

1. 粒子和四种作用力

物理学和数学是天文学家用来阐明观测资料的最基本的工具，用来建立天体的模型和探讨其基本物理机制．这并不意味着用已知的物理定律由演绎推理可推导出全部天文学．其一，物理学并

非已完整；其二，天文系统太复杂．天文学家需依靠观测使他们的理论推论不要走入歧途．为此，我们需要了解物理学的结构框架，进而理解对天文学来说为什么物理学是如此重要．

图 1.1 是物理学结构的简明蓝图．由图可见力学是全部物理学的支柱，它渗透到所有的自然现象之中．20 世纪力学的两大分支是狭义相对论和量子力学．

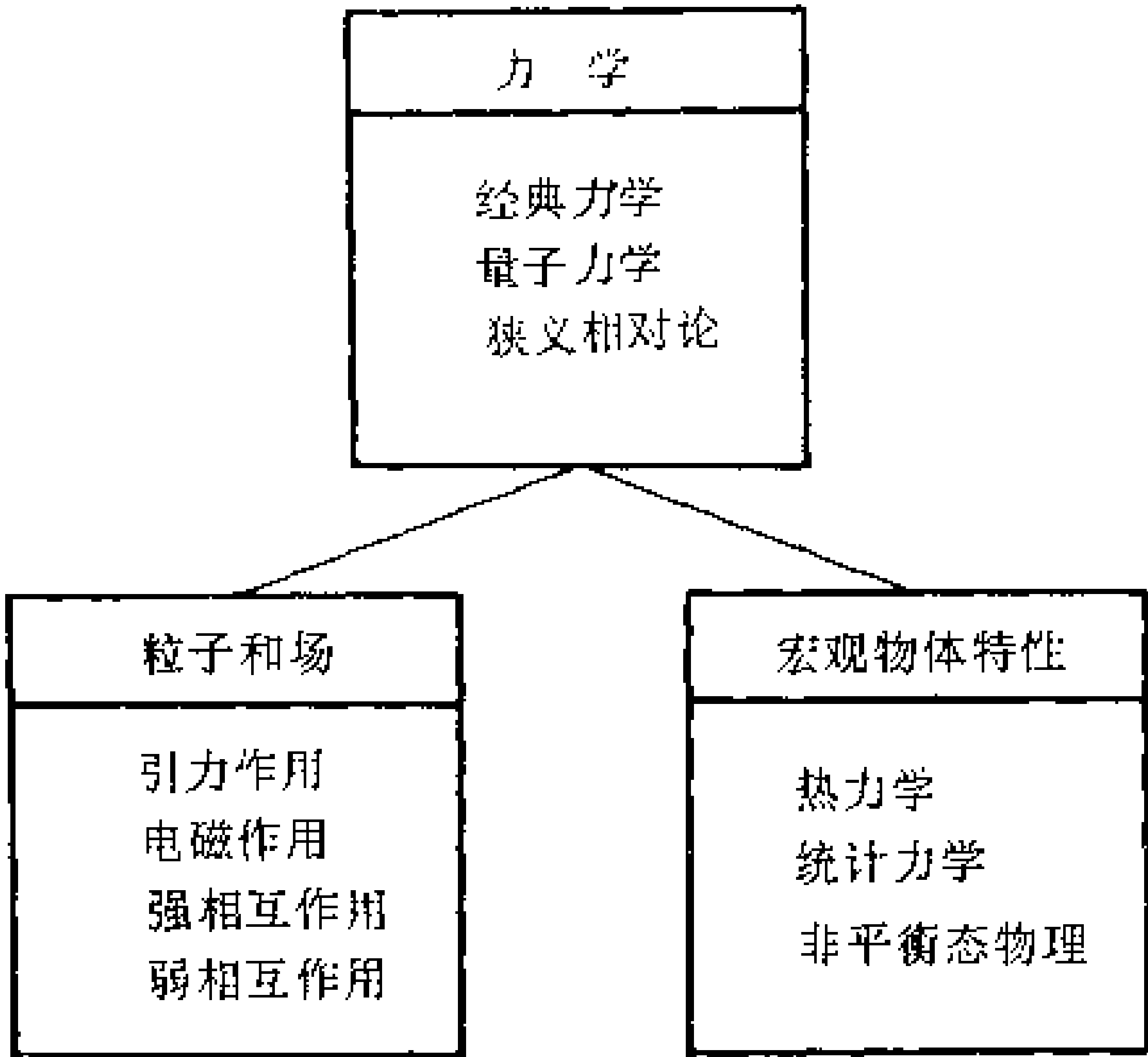


图 1.1 物理学的结构

现在一般认为全部通常形式的物质仅由两种基本粒子——轻子和夸克所组成：

(*a*) 轻子，它包括电子，参与弱相互作用和电磁相互作用；

(*b*) 夸克，它构成质子和中子，参与强相互作用、弱相互作用以及电磁相互作用．

另外，轻子和夸克都受引力的影响，引力是普适起作用的唯一的力．轻子和夸克两者都是费米子（自旋为 1/2）．这些费米子

具有四种不同的荷：强（或“色”）荷、电荷、弱荷以及引力（或质量），与此相应的特性是通过交换四种不同的玻色子而产生四种力（见图 1.2）．表 1.3 是这四种相互作用的比较．

现在已知的轻子是三对六种：电子及其中微子，μ 子及其中微子，τ 轻子和它的中微子．

夸克也是三对六种：u（上）和 d（下）夸克，s（奇）和 c（粲）夸克，t（顶）和 b（底）夸克．

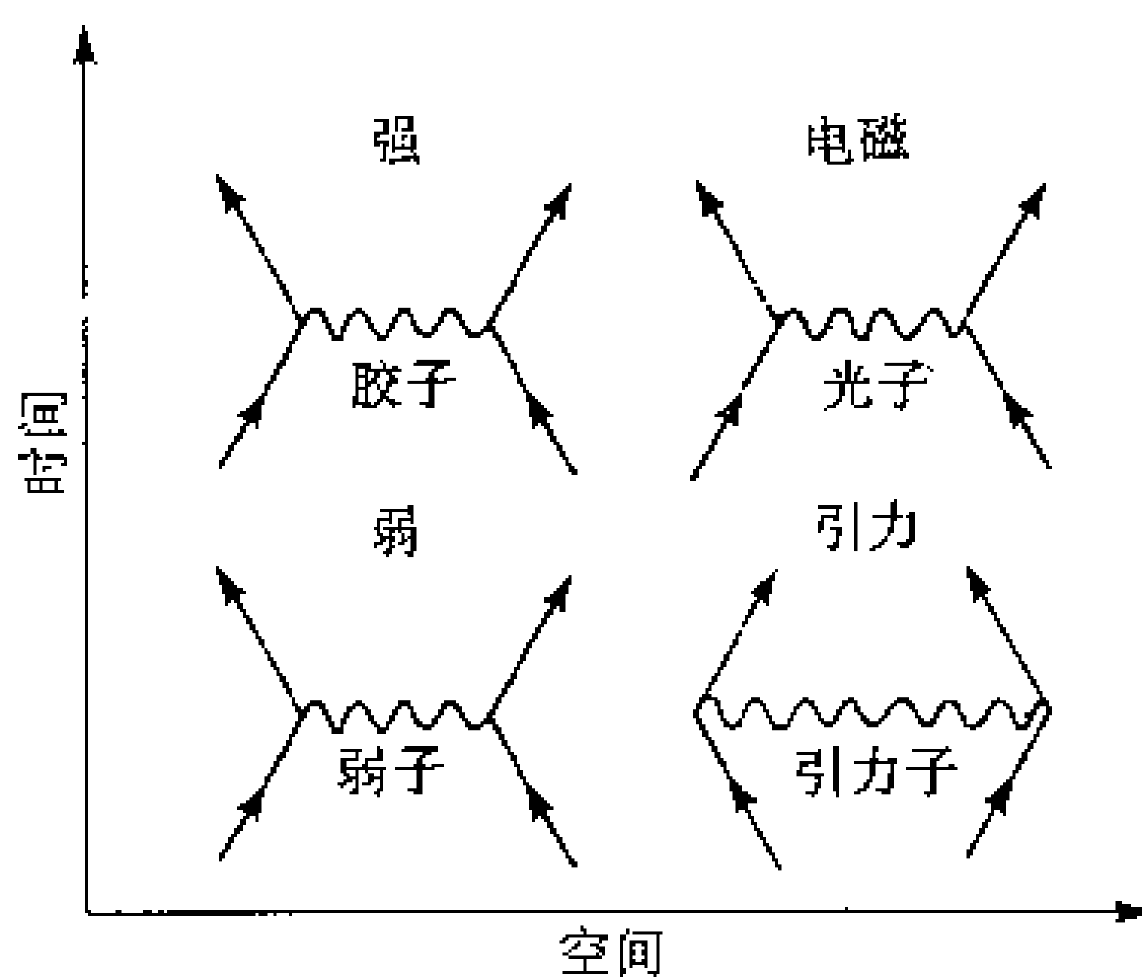


图 1.2 在对论量子力学中四种相互作用交换自旋为整数的玻色子的媒介

表 1.3 四种相互作用

源	相互作用	场量子	相对强度	作用范围（厘米）	例子
强子，介子	强	胶子	1	10^{-13}	核力
电荷	电磁	光子	10^{-2}	∞	原子、分子
轻子、介子、强子	弱	（W 玻色子）	$10^{-10}—10^{-12}$	$<10^{-15}$	β 衰变
任何粒子的质量	引力	（引力子）	10^{-39}	∞	万有引力

夸克是基本粒子之一——强子的组成成分．但是夸克也未必是物质结构的最小单元，它仍可能只是物质结构特定层次的一个单元．因此，我国物理界常称夸克为层子，并称强子由层子构成的模型为层子模型．

2. 微观过程和宏观规律

我们先从气体运动论的玻耳兹曼方程出发，概括一下宏观物理量定义为怎样的平均量以及怎样导出流体力学和热力学等宏观方程．

系统是由各种类型的粒子组成，假设其种类为 $\alpha=1,2,\cdots\nu$，第 α 种粒子的速度分布函数为 $f_\alpha(r, v_\alpha, t)$．即设位置在 r 到 $r+dr$ 之间，速度在 u_α 到 $v_\alpha+du_\alpha$ 之间的第 α 种粒子数为 $f_\alpha(r, v_\alpha, t)dr\,dv_\alpha$（其中 $dr=dx\,dydz$，$dv_\alpha=dv_x dv_y dv_z$），第 α 种粒子的数密度 $n_\alpha(r, t)$ 和平均速度 $v_\alpha(r, t)$ 定义为

$$n_\alpha=\int f_\alpha\, dv_\alpha,\quad n_\alpha v_\alpha=\int v_\alpha f_\alpha\, dv_\alpha \qquad (1.1)$$

速度分布函数应满足玻耳兹曼方程

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t}+v_\alpha\frac{\partial f_\alpha}{\partial r}+\frac{X_\alpha}{m_\alpha}\cdot\frac{\partial f_\alpha}{\partial v_\alpha}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_C \quad (\alpha=1,2,\cdots\nu) \qquad (1.2)$$

其中 X_α 为作用于质量 m_α、电荷 q_α 的第 α 种粒子的外力，设电场和磁场为 E 和 H，引力势为 φ，则可表为

$$X_\alpha=q_\alpha\left(E+\frac{1}{c}v_\alpha\times H\right)-m_\alpha\frac{\partial\varphi}{\partial r}$$

右边的碰撞项 $\left(\dfrac{\partial f_\alpha}{\partial t}\right)_C$ 表示因第 α 种粒子相互碰撞以及第 α 种粒子与他种粒子碰撞时发生的散射和反应时，第 α 种粒子进入我

们所考虑的相空间区域 $d\mathbf{r}\,d\mathbf{v}_\alpha$ 的真正速率．

将玻耳兹曼方程(1.2)分别乘以碰撞的不变量 n_α，$m_\alpha \mathbf{v}_\alpha$，$m_\alpha v_\alpha^2/2+\varepsilon_\alpha$（$\varepsilon_\alpha$ 为一个第 α 种粒子的内能），对 $\mathbf{v}_\alpha$ 求积分，并对一切种类的粒子求和，则碰撞项 $(\partial f_\alpha/\partial t)_C$ 的贡献互相抵消，从而得到宏观方程．它们分别是质量、动量、和能量守恒方程．方程中含有流体的质量 $\rho(\mathbf{r},t)$，流速 $\mathbf{v}(\mathbf{r},t)$ 和单位质量的内能 $u(\mathbf{r},t)$，其定义如下：

$$\rho=\sum_\alpha \int m_\alpha f_\alpha d\mathbf{v}_\alpha \tag{1.3}$$

$$\rho\mathbf{v}=\sum_\alpha \int m_\alpha \mathbf{v}_\alpha f_\alpha d\mathbf{v}_\alpha \tag{1.4}$$

$$\rho u=\sum_\alpha \int\left[\frac{1}{2}m_\alpha(\mathbf{v}_\alpha-\mathbf{v})^2+\epsilon_\alpha\right]f_\alpha\, d\mathbf{v}_\alpha \tag{1.5}$$

通常，宏观物理量 n_α，ρ，$\mathbf{v}$，T 等随时间空间而变化，假设变化的时间和空间尺度为 τ 和 λ，若 τ 和 λ 远大于粒子之间的碰撞时间 t_c 和平均自由程 l_c，则可将玻耳兹曼方程中的速度分布函数作级数展开，即可逐步求解．若 ε 是 $\frac{t_c}{\tau}$ 量级的小量，则

$$f_\alpha=f_\alpha^{(0)}+\varepsilon f_\alpha^{(1)}+\varepsilon^2 f_\alpha^{(2)}+\cdots, \tag{1.6}$$

由其零级近似解，可得到麦克斯韦分布律

$$f_\alpha^{(0)}=n_\alpha\left(\frac{m_\alpha}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp\left\{-\frac{m_\alpha(\mathbf{v}_\alpha-\mathbf{v})}{2kT}\right\} \tag{1.7}$$

其中 n_α，$\mathbf{v}$，T 是时空点 $(\mathbf{r},t)$ 的函数．这种情况称为气体的各种成分处于同一温度 T 的局部热动平衡状态．

用不同的碰撞项也可以由玻耳兹曼方程导出玻色分布和费米分布．

速度分布和上述麦克斯韦分布(或玻色分布和费米分布)很相近的粒子叫热粒子．这些粒子在宏观量发生变化期间，多数都反复发生碰撞，所以在时空点上达到局部麦克斯韦分布．相反，平均自由程和碰撞时间较长的粒子，通常其速度分布偏离麦克斯韦分布很大，这些粒子叫做非热粒子．例如，从恒星表面发射出来的在稀薄的星际空间传播的辐射(光子集团)，即使在发射时接近普朗克分布，也会随着传播而逐渐分散，大大偏离普朗克分布．另外蟹状星云等超新星遗迹中形成的高能电子、质子等宇宙线，在星际空间的自由程很长，所以是非热粒子．

对高速运动粒子，应考虑相对论效应．玻耳兹曼方程推广到相对论情况．在处理膨胀宇宙论这样的整个宇宙现象问题时，一般地说，原则上应该用爱因斯坦引力场方程和玻耳兹曼方程联立求解．但对时空弯曲可忽略的非相对论天体现象，就变成牛顿引力场方程和玻耳兹曼方程的联立．

3. 辐射和电子

上节是关于统计力学平衡条件下各种粒子的速度分布和组成的一般论述．下面先举出辐射、电子、原子核三个例子，作为各种天体的重要组成成分加以具体说明．

(1) 辐射

化学势(由相同粒子所构成的物体的化学势是属于一个分子的热力势)为零的辐射分布律最简单，若令 $E=h\nu$，$p=h\nu/c$，$g=2$(偏振自由度)，则为普朗克分布：

$$B_\nu(T)=\frac{2h\nu^3}{c^2}\cdot\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \tag{1.8}$$

使分布函数展开成 $\sum\limits_{n=1}^{\infty}\exp(-nh\nu/kT)$，并对 ν 积分，则辐射压 P 和能量密度 U 可以表为

$$P=\frac{1}{3}U=\frac{1}{3}aT^4 \tag{1.9}$$

$$a=\frac{8\pi^5k^4}{15c^3h^3}=7.56\times10^{-15}\text{(尔格·厘米}^{-3}\text{·度}^{-4}\text{)} \tag{1.10}$$

其中，a 为辐射系数．此外，光子数密度为

$$n=\frac{1}{2.70}\frac{U}{kT} \tag{1.11}$$

(2)电子

物质在高温高密态时，原子完全电离为原子核和电子．电子服从以下分布

$$n=\int_0^n n_p dP=\frac{8\pi}{h^3}\int_0^\infty\frac{P^2dP}{\exp\left(-\psi+\frac{E_k}{kT}\right)+1} \tag{1.12}$$

其中，n 为电子的数密度，E_k 为电子动能．上述分布方程当分母中第一项大于1时，即为非简并（简称 $N.D.$）的麦克斯韦分布．反之即为简并的费米分布．

现在讨论非简并情况．这时(1.12)式的分母可写为 $\exp\left(\psi-\frac{E_k}{kT}\right)$，在非相对论($kT<mc^2$)和相对论($kT>mc^2$)的情况下，对 P 积分，即可表为

$$n=\begin{cases}2(2\pi mkT/h^2)^{3/2}e^\psi & (N.D.N.R.)\\ 2\pi(2kT/hc)^3e^\psi & (N.D.E.R.)\end{cases} \tag{1.13}$$

$$P=nkT \qquad (N.D.) \tag{1.14}$$

其中 ψkT 是电子的化学势．$N.R.$ 指非相对论，$E.R.$ 是相对论的标记．

简并电子的能量为图1.3所示的费米分布．其中 ψkT 为费米能，除以 kT 为简并度．$\psi\rightarrow\infty$ 的极限情况叫做完全简并（简

称 $C.D.$).

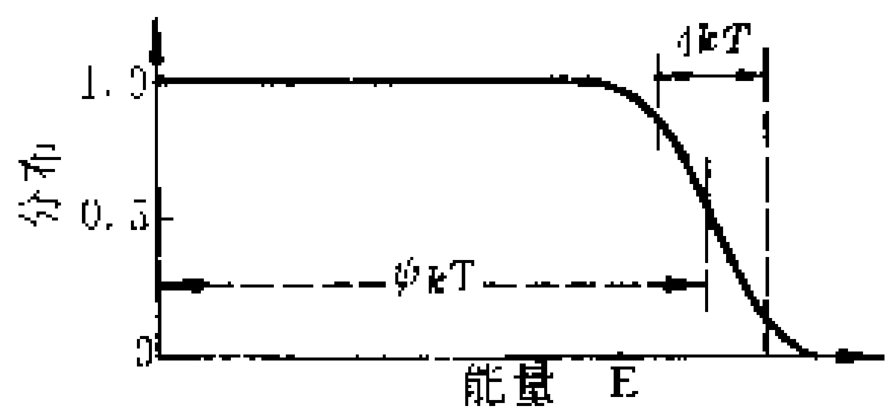


图 1.3 电子的费米分布

对于完全简并电子气，其数密度和物态方程可表示为

$$n=\frac{64\pi}{3}\left(\frac{mc}{h}\right)^3\begin{cases}(kT/mc^2)^{3/2} & (N.R.)\\ (kT/mc^2)^3 & (E.R.)\end{cases}\qquad(1.15)$$

$$P=\begin{cases}9.91\times10^{12}\left(\dfrac{\rho}{\mu}\right)^{5/3} & (N.R.)\\[2ex] 1.23\times10^{15}\left(\dfrac{\rho}{\mu}\right)^{4/3} & (E.R.)\end{cases}\qquad(1.16)$$

其中 μ 为电子的平均分子量，即 $1/\mu$ 相当于一个气体核子的自由电子数，例如完全电离的氢的 $\mu=1$．如果给定 μ，并用氢原子质量 m_H 近似地代表核子质量，则物质的密度 ρ 可表为

$$\rho=\mu n m_H\qquad(1.17)$$

4. 核素的分布

原子核是由质子和中子组成的，随着质量数 A 和电荷数 Z 的不同而构成各种核素．宇宙间各处天体所包括的核素含量大体相同．因为原子核质量大，因而远比电子难以发生简并，按照非相对论处理的温度、密度范围也很宽阔．

基态静止质量为 $m(A,Z)$ 的核素的数密度 $n(A,Z)$ 可以表为

$$n(A,Z)=g(A,Z)\left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2}\exp\left(-\alpha Z-\gamma A-\frac{mc^2}{kT}\right) \tag{1.18}$$

其中 $g(A,Z)$ 为具有统计权重 g_i 和激发能 E_j 的一切激发态的状态总和

$$g(A,Z)=\sum g_j e^{-E_j/kT} \tag{1.19}$$

此外，设基态原子核的结合能为 $B(A,Z)$，质子和中子质量为 m_p，m_n，因

$$mc^2=Zm_pc^2+(A-Z)m_nc^2-B(A,Z) \tag{1.20}$$

所以(1.18)式中的 exp 的指数只须用与 α 和 γ 不同的参数 α' 和 γ' 即可写成

$$-\alpha' Z-\gamma' A+\frac{B(A,Z)}{kT} \tag{1.21}$$

$B(A,Z)$ 与核理论模型有关．虽然近来求出了考虑到与壳层结构、核形变、核子对等有关效应的质量公式，但是此处不准备深入讨论这些问题．仅简述核素分布的三种情况．

(1) 完全平衡分布

如果宏观条件相当稳定，维持长久的热平衡，使电子俘获及 β 衰变的弱作用充分进行，所有的反应和逆反应达到细致平衡那种完全热动平衡状态，这样核素将按结合能最大的，最稳定的元素含量最多的状态分布．

(2) 仅由核反应达到的平衡

当天体的宏观状态变化(温度和密度的变化)的时间尺度比弱相互作用的时间尺度还短时，则不能达到完全热动平衡状态．然而这时还有强相互作用核力和辐射产生的核反应，如俘获中子、质子、α 粒子等及其逆过程比天体的宏观变化快的多．例如演化到最后阶段的恒星，发生引力坍缩和超新星爆发等高温、高密度

下的核反应均系如此．这时温度和密度随时间而变化，不同时刻的温度和密度下核素的含量，取核反应和逆反应处于细致平衡状态的平衡分布．这叫核平衡条件下的核素分布．

(3) 偏离核平衡

在温度很低的条件下，由于带电粒子之间库仑斥力的影响，带电原子核的聚变和裂变反应比天体的宏观变化要慢得多．甚至在宇宙年龄期间，都不能发生核反应，在这种低温条件下不能实现热动平衡分布．例如在恒星和星际气体中，对于温度和密度的平衡分布，本来应该是 ^{56}Fe 及其邻近的核素含量最大，但却是氢的含量最大．在膨胀宇宙初期阶段的 10^9K 以上的高温状态下，由于膨胀，温度下降，核反应加快，于是达到以质子和中子作为主要成分的热动平衡分布．不久，大部分中子衰变为质子，并且有一部分中子和质子结合形成 ^{4}He，如果温度降到 10^8K 以下则趋向于形成 ^{56}Fe 的核聚变反应停止，于是 H 和 He 仍然保留下来（组成分布冻结）．

然后恒星从这种非平衡组成的气体中诞生，随着中心温度的上升，产生核反应．化学组成沿着由 H 到 ^{56}Fe 的方向变化，这就是在主序阶段及以后恒星演化的主要原因．

5. 原子的电离

星际气体和早型星的主要成分是氢，所以为简单起见，设气体仅由氢组成．电子、质子、氢原子分别用符号 e、p 和 H 表示，对非简并非相对论情况，这些粒子的数密度可表为

$$n_e = 2\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(+\alpha - \frac{m_e c^2}{kT}\right) \quad (1.22)$$

$$n_p = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\alpha - \mu - \frac{m_p c^2}{kT}\right) \quad (1.23)$$

$$n_{\mathrm{H}}=4\left(\frac{2\pi m_{\mathrm{H}}kT}{h^2}\right)^{3/2}\exp\left(-\mu-\frac{m_{\mathrm{H}}c^2}{kT}\right) \quad (1.24)$$

其中，(1.24)式中的系数4是考虑到质子和电子自旋的氢原子基态的简并度．根据 $-\mu kT$ 等于一个氢原子的化学势以及电中性条件，则 $n_e=n_p$，从上式消去 α 和 μ，则可得

$$\frac{n_p n_e}{n_{\mathrm{H}}}\left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT}\right)^{3/2}=\exp\left\{\frac{(m_{\mathrm{H}}-m_p-m_e)c^2}{kT}\right\}$$

$$=\exp\left[-\frac{\chi}{kT}\right] \quad (1.25)$$

其中，$\chi=13.6\mathrm{eV}$，为氢原子电离能．上式是萨哈(Saha)电离公式．通常热动平衡的电离度只取决于电离能的大小，而与如何电离(吸收光子或电子碰撞)无关．

上面讨论了可以认为与自由粒子近似的温度比较高而密度比较低的情况．但在低温情况下，密度接近1克/厘米^{3}左右时，氢原子和氢分子间的相对距离已和原子或分子的大小同量级，所以不能忽略相互作用．实际上，如果以玻尔半径 $a_B=\hbar^2/m_e e^2$ 为原子半径，则氢原子密集时，密度为

$$\rho=\frac{3m_{\mathrm{H}}}{4\pi a_B^3}=2.70\text{克/厘米}^3 \quad (1.26)$$

另外，在半径为 a 的原子的基态，电子的静电能量和动能(零点能量)大约为 $-e^2/a$ 和 $\hbar^2/2ma^2$．原子被压缩时二者之比与 a 即 $\rho^{-1/3}$ 成正比地减小，密度达到(1.26)式的几倍时，大约为1．由于压缩，随着电子能级上升，幅度受周围电子和质子的影响而扩大，电子终于脱离质子的束缚，能够自由运动，称为压致电离．密度更高时，相对于动能而言，静电能量可以忽略不计，这时电子成为简并电子．

6. 宇宙中物质的状态

可观测宇宙中具有非零静止质量的粒子的数目，粗略地说是10^{80}. 宇宙中所有的粒子都由基本粒子组成，从氢原子到星系团. 这些粒子彼此相互作用，这些相互作用形成基本粒子的更高层次的系统，也是宇宙的结构和演化的起因.

(1) 物态

物质的性质取决于构成粒子的能量和密度，物态与构成它们的粒子的温度和密度的依赖关系可表示为图 1.4. 若速度分布是麦克斯韦分布，那末温度可用来作纵坐标.

宇宙中许多演化过程表现为物质从某一状态跃迁为另一状态，在某一具体状态下物质的丰度随着时间而变化，这各种各样的状态正呈现出宇宙的演化. 在最初始时，物质处于原始火球状态(如图 1.4 最右上角所示)，原始火球的膨胀，引力收缩，强作用和电磁作用使粒子形成所有的其他物理状态.

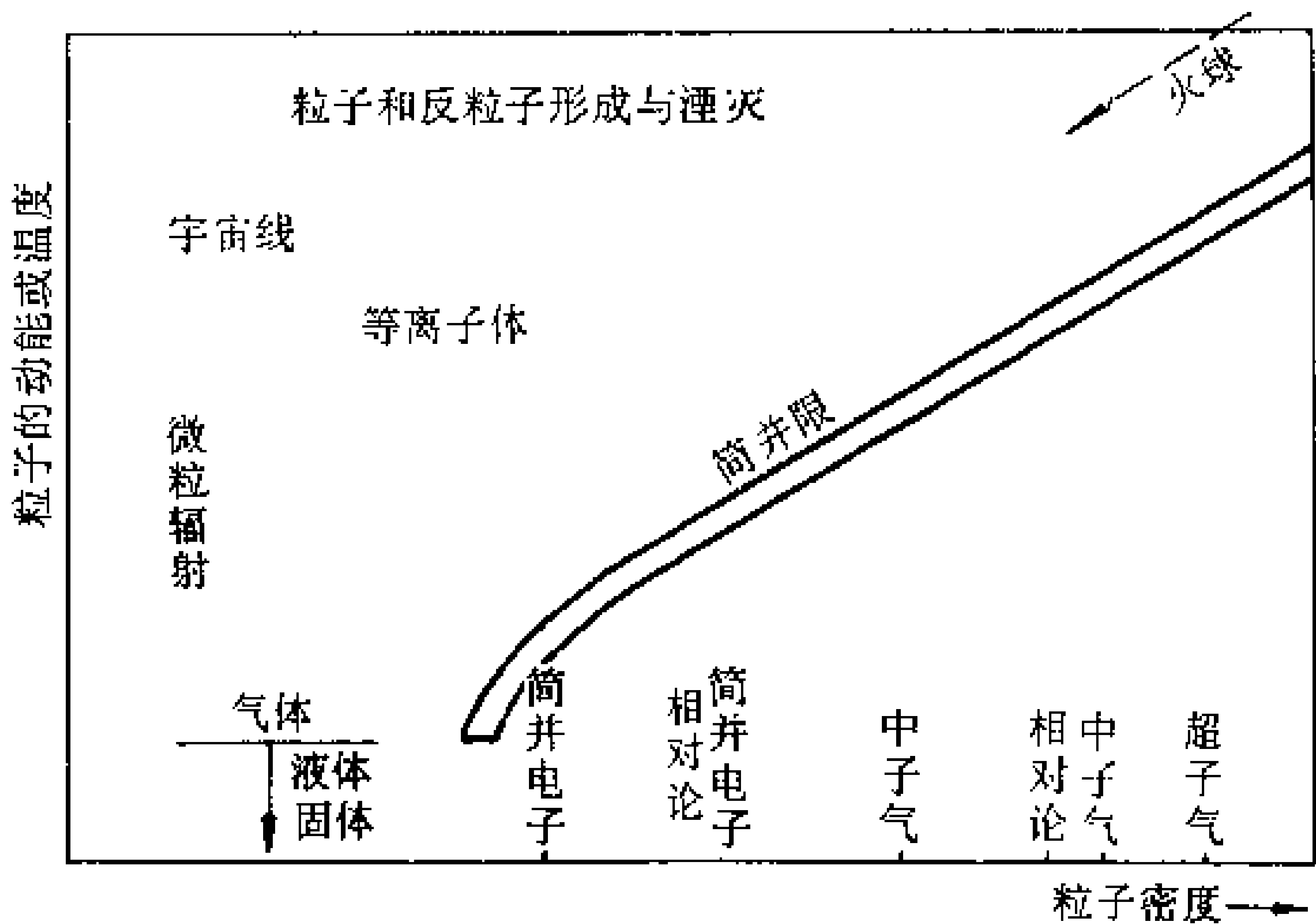


图 1.4 宇宙中物质状态，粒子的成团性依赖于粒子的密度和它们的能量(或温度)

物质从某一状态过渡到另一状态往往伴随着吸能或放能．当等离子体被挤压成中子气时，必须由压缩提供巨大的机械能．演化到晚期的恒星，由引力坍缩提供这些能量．恒星演化为白矮星或中子星，这取决于坍缩星的质量的大小，亦即依赖于提供压力的大小．

宇宙中物质的密度范围很宽广，高密度物质和极稀薄的物质其密度相差40多个量级（宇宙中巨大体系的平均密度是10^{-31}克／厘米^3，而中子星内部的密度高于10^{14}克／厘米^3）．图1.5给出各层次天体的密度和半径．

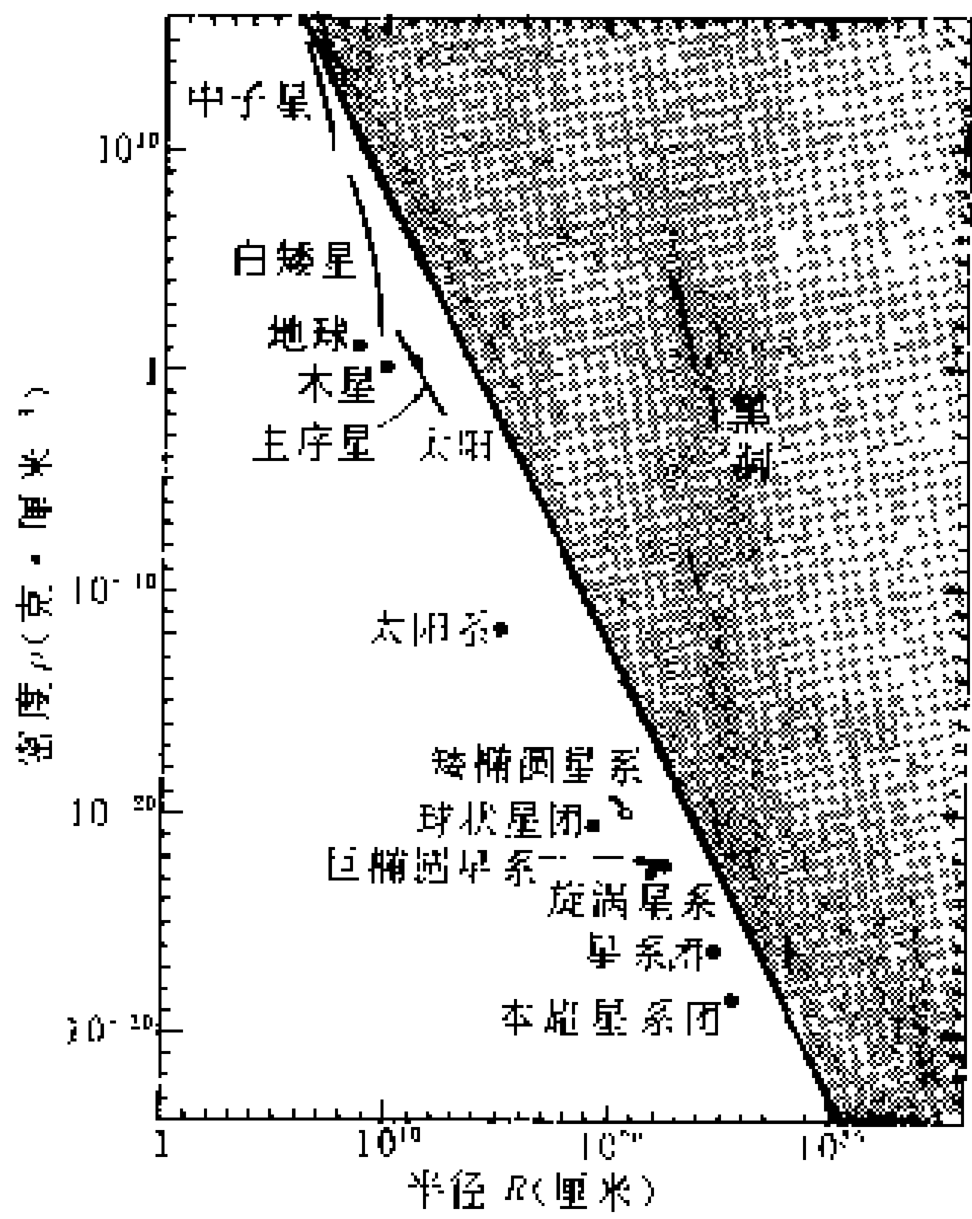


图1.5 各层次天体的平均密度和半径

宇宙中物质的温度范围亦很广，至少相差14个量级．粒子的动能的范围则更宽广，大约有28个量级．发射脉泽的分子云的温度很低，而处于等离子体状态的恒星则温度很高，从年青恒星的几百万度到大质量星坍缩时形成的激波，其温度可高达10^{11}K．至于原始火球在最初几分钟时的温度还要高得多．

已检测到的宇宙线中的高能粒子，其能量可高达 10^{21} 电子伏，而地面实验室质子加速可达 10^{11} 电子伏．由此可见，无论密度、温度，还是能量，地面实验室所能达到的物理条件无法比拟于宇宙中存在的极端的物理条件．

我们生存的地球上的物质有四种物态：固态、液态、气态和等离子体．前三种物态在宇宙中是稀有的，而在地面上稀有的等离子体在可观测的宇宙中却是最主要的物态．

(2) 宇宙中的等离子体

等离子体是电离气体，它由三种成分组成：离子、电子和中性原子．在完全电离的情况下，等离子体仅由离子和电子组成．从微观角度看，等离子体的相碰主要由带电粒子间的电磁相互作用占统治地位，自由电子补偿了带正电的离子的电荷．因此等离子体呈电中性．由于粒子的热运动．在德拜半径这一小范围内可呈现出对电中性的偏离．德拜（Debye）半径由下式给出：

$$\lambda_D = (kT/4\pi n_e e^2)^{1/2} = 6.9\left(\frac{T}{n_e}\right)^{1/2} \qquad (1.27)$$

由上式可见，λ_D 随温度升高而增大．当尺度 L 大于 λ_D，尺度为 L 的离子和电子的团块称为等离子体．对位于以德拜半径为半径的德拜球内偏离电中性的等离子体称为准中性等离子体．

如果等离子体中电子气相对于离子气体产生移动．结果静电力使等离子体产生振荡，其频率为

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}\right)^{1/2} \approx 5\times 10^4 n_e^{\frac{1}{2}}$$

等离子体这一重要特性仅取决于电子密度．频率为 ω 的电磁波入射到等离子体时，若 $\omega_p < \omega$，该波通过等离子体；若 $\omega_p > \omega$，电磁波被吸收而不能传播出去．

太阳是一个巨大的等离子体球．众所周知，宇宙中所有的物

质的原子都经历过等离子体这一物态，在星系前阶段，所有的物质以氢（和氦）等离子体形式而存在，宇宙中大部分物质（不是全部）在某些时期都要历经恒星相；在热星内部通过损失氢而增加重元素．宇宙中物质的平均原子数是增加的．而核反应中的质量亏缺（静止质量的 10^{-3}）是恒星的主要能源．

我们的银河系绝大部分物质由恒星形式的等离子体所组成，星际尘埃仅占星际物质质量的百分之几，而星际物质大约是星系质量的百分之几（星系中还含有暗物质）．

O 型和 B 型星周围的星际气体被电离而形成 HII区（有时称为斯特隆根（Stromgren）球）．来自这些热星的紫外辐射维持 HII 区的氢处于电离态．电子和质子的复合则发射射电谱线和很强的 H_α 线．由这些辐射可观测 HII 区．

远离热星的星际物质，它们呈中性，但受到星际光子和宇宙线的作用也有轻微的电离，主要是低电离势的原子被电离，观测已证明在中性星际气体中有自由电子．银河系旋臂和旋臂间的星际物质的平均密度约为 0.03 原子厘米$^{-3}$．

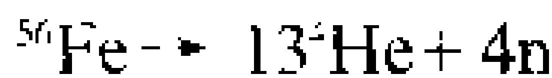
因此，我们可以说银河系所有可观测的物质（99.9%）是处于等离子体态．星际尘埃仅占很少的部分，太阳系中的固态仅占 0.1%．所以电磁相互作用在银河系中占有重要地位．

（3）高温物质

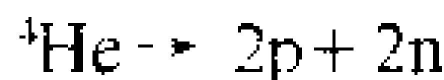
等离子体不仅含有离子和电子，也还含有光子．等离子体中光子的能量密度 ϵ_r 随着温度迅速增加：

$$\epsilon_r = aT^4 \tag{1.28}$$

其中辐射常数 $a = 7.56 \times 10^{-15}$ 尔格·厘米$^{-3}$·度$^{-4}$．高温下光子可离解原子核．光致离解过程可影响大部分稳定的核，将其离解为 α 粒子，进而分解为中子和质子：



$$^{56}\mathrm{Fe} \rightarrow 13\,^{4}\mathrm{He} + 4\mathrm{n}$$



$$^{4}\mathrm{He} \rightarrow 2\mathrm{p} + 2\mathrm{n}$$

因此，在非常热的等离子体中呈现中子．

高温等离子体的重要特性是可产生粒子，即不仅产生光子还产生其他粒子，中微子与反中微子成对地产生，其反应过程如下：

$$e^{+}+N(Z,A)\to e^{+}+N(Z,A)+\bar{\nu}_e+\bar{\nu}_e \qquad (1.29)$$

当正电子在核 N(Z，A)的电场中加速时，正反中微子对同时形成．在强磁场中，中微子的同步回旋辐射是

$$e^{-}\to e^{-}+\nu_e+\nu_e \qquad (1.30)$$

这很类似于光子的同步回旋辐射．

电子—电子散射产生中微子：

$$e^{\pm}+e^{+}\to e^{+}+e^{+}+\nu_e+\bar{\nu}_e \qquad (1.31)$$

位于电子或原子核的电场中的 γ 光子产生光致中微子：

$$\begin{aligned}\gamma+e^{-}&\to e^{-}+\nu_e+\nu_e\\ \gamma+N(Z,A)&\to N(Z,A)+\nu_e+\nu_e\end{aligned} \qquad (1.32)$$

电子对湮灭产生中微子：

$$e^{+}+e^{-}\to \nu_e+\bar{\nu}_e \qquad (1.33)$$

等离子激元衰变产生中微子：

$$\Gamma\to \nu_e+\nu_e \qquad (1.34)$$

此处 Γ 是等离子体中各种形式的波，称为等离子激元．大质量星的晚期演化阶段，中微子对的形成并发射是很有效的冷却机制．

当温度高达 10^{10}K 时，相当于 $2m_ec^2=10^6$eV = 1MeV，正负电子对物质化：

$$\gamma+N\to N+e^{-}+e^{+} \qquad (1.35)$$

当温度更高 $T\sim10^{12}$ K，产生介子和反介子；当 $T\sim10^{13}$K，核子和反核子($p,\bar{p},n,\bar{n}$)，超子便出现．如果 $mc^2>kT$，质量为 m 的粒子的作用很小(量级为 $\exp[-mc^2/kT]$)；反之，若 $mc^2<kT$，即温度非常高时，物质化反应以极高的速率发生，以致所有基本粒子处于热动平衡，其能量密度由统计力学给出：

[illegible] 玻色子)

$$\epsilon = \frac{7}{16} g \epsilon_\gamma \quad （费米子）.$$

其中 g 表示粒子的统计权重($g_\gamma=2$，$g_\pi=3$，$g_e=2$，$g_\mu=2$，$g_\nu=1$ 等等)，ϵ_γ 是光子的能量密度．

当然，问题是在宇宙中是否处处存在如此高温的等离子体，但大爆炸的某一短期内可形成非常多的各种可能的基本粒子。

(4) 高密物质

图 1.4 中每一点代表物质的温度和密度，温度升高时代表点向上移动、物质受到压缩增加单位体积内的粒子数目，则代表点向右移动．为简单起见，我们考虑处于相对低温下的物质，称为冷物质，这个术语是指物质的温度还不足以改变其根本性质，亦即不高于其简并温度．例如温度为 10^6K 或 10^8K 的物质也可称冷物质．天体物理中冷的密物质的重要性已被普遍应用．

当物质密度为 $500<\rho<10^{11}$ 克／厘米^{3}时，原子失去它们的电子．物质由自由电子和原子核组成．物质的压力主要由电子产生与温度关系不大，当然温度不太高．在如此高密度情况下，电子是简并的，原子核相距仍很远(大于 10 费米(Fermi))．

判断在高密情况下物质是否处于简并态的临界参量是简并温度 T_0：

$$T_0 = \frac{1}{8}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{mk} n_e^{2/3} = 4.3\times10^{-11} n_e^{2/3}\,\mathrm{K} \qquad (1.36)$$

对于非常高密的物质，简并温度的表达式变得十分复杂．简并温度是物质从费米统计转变为玻尔兹曼统计的临界温度．它是简并极限的密度的函数(参见图 1.4)．对于费米气体，在零温度条件下，动量 $p<p_F$ 的态都由费米子占据，而 $p>p_F$ 的态则是空的，这个费米动量 p_F 取决于费米子的密度：

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} h n^{1/3} \qquad (1.37)$$

对应于此动量的电子的能量是：

$$E_F = c\,(m_e^2 c^2 + p_F^2)^{1/2} \qquad (1.38)$$

为将一个新电子挤入简并电子气中，那末必须赋予它能量 E_F，因为只有对应此能量才有空缺位置．

由上面(1.37)和(1.38)式可见，当密度升高时，费米动量和费米能量随之升高．一直到电子变为相对论性电子，亦即它们的动能变得与它们的静止能 $m_e c^2$ 相比拟，当密度 $\rho > 2\times10^6$ 克／厘米^3，大部分简并电子是相对论性的；而密度 $\rho < 2\times10^6$ 克／厘米^3 时，电子是非相对论性简并电子气，其压强仅取决于密度：

$$P = 10^{13}\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3} \quad 达因／厘米^2 \qquad (1.39)$$

μ_e 对于氢等于 1，对其他元素 $\mu_e = 2$．当密度 $\rho < 10^7$ 克／厘米^3 时，原子核仍是稳定的．

密度 ρ 为 10^7— 10^{11} 克／厘米^3 的冷物质，它主要由相对论简并电子和富中子的核组成．电子补偿了核的电荷，故物质的宏观性质呈电中性．高能电子被核俘获（逆 β 衰变）这是弱作用过程，核中的质子变为中子，即



$$P + e \rightarrow n + \nu_e \qquad (1.40)$$

这一过程称为物质中子化．随着密度升高，核子大部分变为中子，这些中子是稳定的．在简并电子气中，以下中子衰变过程是不可能的：



$$n \rightarrow P + e + \bar{\nu}_e \qquad (1.41)$$

因为没有空缺供衰变电子用．换句话说，电子从中子中衰变其能量不足以超过费米阈限．

当密度为 $10^{11} < \rho < 10^{14}$ 克／厘米^3 时，中子从核中滴出，核外的中子数高于核内的中子数，通常称 $\rho = 10^{11}$ 克／厘米^3 为中子滴点．在此密度下，距离变短（1 费米左右），强相互作用［illegible］普遍现象．物质的全部中子组成一个大核，传统的核物理公式将

广到这一密度范围，从而推出物态方程，结果如图 1.6 所示．联系中子气的压力和密度的物态方程 $P=P(\rho)$ 适合于中子星内部存在的极端条件．为了计算这些简并星的结构，需要更合适的物态方程来描述中子气．

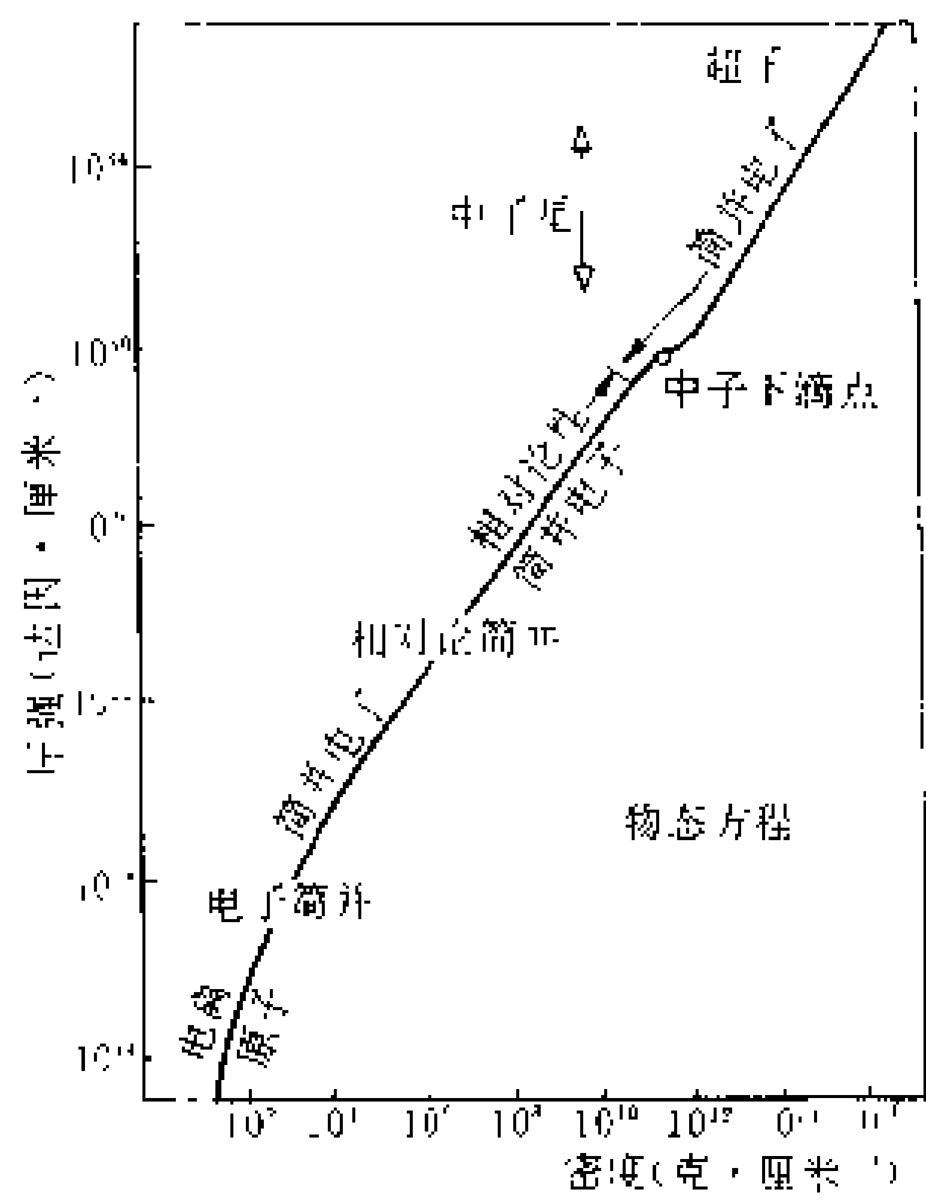


图 1.6 冷简并物质的物态曲线示意图

当密度 $\rho>10^{14}$ 克/厘米^3，存在三种简并气体：相对论性简并电子气，非相对论中子气和非相对论质子气．由于中子数目远超过质子数目，因此压强主要由中子所决定．

正常核的密度($\rho=3\times10^{14}$ 克/厘米^3)是高密物质的极限．在此密度之上，核不存在，出现超子和介子，此时物质由强子(n，P，Λ，Σ^-，Σ^+，Ξ^-，Ξ^0)，轻子(e^-，μ^-)和介子(π^-)所组成．在此密度超子和中子变成稳定的，因为它们衰变的产物将找不到空位置．

至于密度 $\rho>10^{16}$ 克/厘米的物质特性，现在还一无所知．

研究极高温，极高密物质的组成和热力学性质，对解释膨胀宇宙的极早期，对中子星和黑洞的形成等恒星晚期演化是非常必

要的；同时也是研究粒子物理学和宇宙物理学相互联系，互相渗透的重要课题．

§1.3 天体物理学和物理学

1．天体物理学

天体物理学是天文学的一个分支，是应用物理学的技术、方法和理论，研究天体的形态、结构、化学组成、物理状态和演化规律的科学．它在天文学中所占的地位越来越显赫，它在学科分类中既涉及研究对象又辅以研究方法和观测手段，这种交叉关系如下图所示．

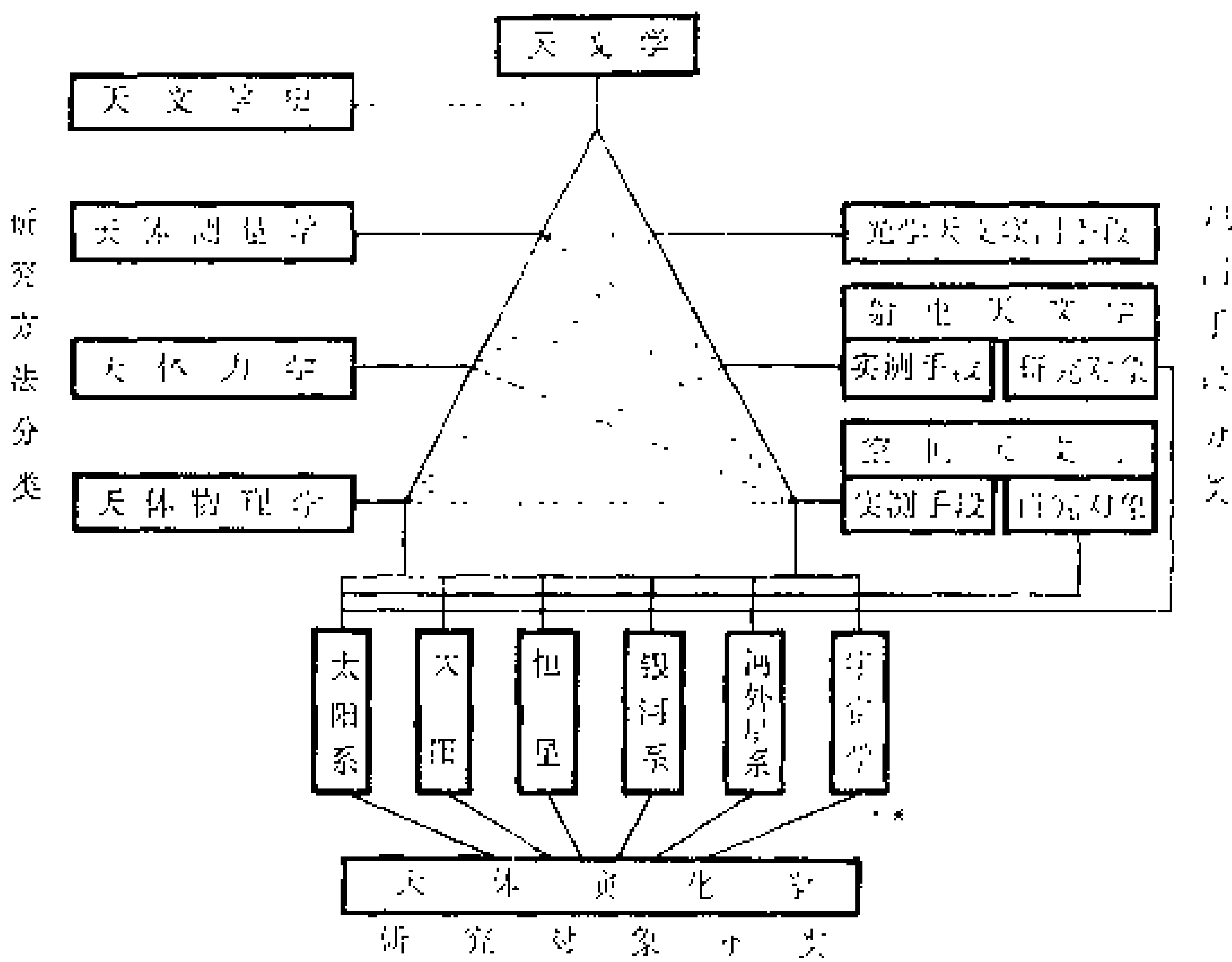


图 1.7 天体物理学关系图

天体物理学也是物理学的一个分支．1984 年，国际纯粹与应用物理联盟（IUPAP）设立了天体物理学委员会，平行于粒子物理，凝聚态物理等委员会．这标志天体物理在物理学中已占有重要地位．的确，近 30 年来，有越来越多的物理学家投入天体物理研究．近几十年来，许多重要的天文学现象由物理学家所发现的比例很大，物理学家对此作出了重要贡献．从 70 年代初到现在 17 次诺贝尔物理学奖中，有四次是颁发给天体物理研究成果的，这也从一个侧面反映了天体物理的地位和作用．

表 1.4　诺贝尔物理奖（天体物理研究部分）

年　份	获奖者	国籍	获奖原因
1974	M. 赖尔（Ryle）	英国	对射电天文学的先驱性工作特别是发展了孔径综合技术
	A. 休伊什（Hewish）	英国	对射电天文学的开拓性研究和在发现脉冲星方面的决定性作用
1978	A. A. 彭齐亚斯（Penzias）	美籍德国人	共同发现了宇宙微波背景辐射
	R. W. 威尔逊（Wilson）	美国	
1983	W. A. 福勒（Fowler）	美国	对宇宙中形成化学元素的核反应的理论和实验研究
	S. 钱德拉塞卡（Chandrasekhar）	美籍印度人	对恒星结构及演化理论作出的重大贡献

天体物理学的诞生和发展

从公元前 129 年古希腊天文学家喜帕恰斯（Hipparchus，公元前 190 — 前 125）目测恒星光度起，中间经过 1609 年伽利略（Galileo Galilei，1564 — 1642）使用光学望远镜观测天体，1655 — 1656 年惠更斯（C. Huygens，1629 — 1695）发现土星光环和猎户座星云，后来还有哈雷（E. Halley，1656 — 1742）发现恒星自行．到 18 世纪 F. W. 赫歇耳（F. W. Herschel，1738 — 1822）开创恒星天文学，这是天体物理的孕育时期．19

世纪中叶，三种物理方法——分光学，光度学和照相术广泛应用于天体的观测研究以后，对天体的结构、化学组成、物理状态的研究形成了完整的科学体系，天体物理学遂成为天文学的一个独立的分支学科.

天体物理学的发展，促使天文观测和研究的新成果和新发现不断涌现. 1859 年基尔霍夫(G. R. Kirchhoff, 1824— 1887)对太阳光谱的吸收线(即夫琅和费谱线)作出科学解释. 他认为吸收线是光球所发出的连续光谱被太阳大气吸收而成的. 这一发现推动了天文学家用分光镜研究恒星. 1864 年，哈根斯(W. Huggins, 1824— 1910)用高色散度的摄谱仪观测恒星，证认出某些元素的谱线，以后根据多普勒效应又测定了一些恒星的视向速度. 1885 年，皮克林(E. C. Pickering, 1846— 1919)首先用物端棱镜拍摄光谱，进行恒星光谱分类. 通过对星云的研究，在仙女座大星云中发现新星. 这些发现使天体物理学不断向广度和深度发展.

1905 年，赫兹普龙(E. Hertzsprung, 1873— 1967)在观测基础上将部分恒星分为巨星和矮星. 1913 年，H. N. 罗素(Russell, 1877— 1957)按绝对星等与光谱型绘制恒星分布图，即赫罗图(简写 H－R 图). 1920 年，萨哈(M. Saha, 1893— 1956)提出恒星大气电离理论. 通过爱丁顿(A. S. Eddington, 1882— 1944)等人的研究，逐步建立了恒星内部结构和恒星大气理论. 1938 年，贝特(H. A. Bethe, 1906—)提出了氢聚变为氦的热核反应理论，成功地解决了主序星的产能机制问题，为此 1967 年他被授予诺贝尔物理奖.

1929 年，哈勃(E. P. Hubble, 1889— 1953)在研究河外星系光谱时，提出了哈勃定律，极大地推动了星系天文学的发展. 1931— 1932 年，央斯基(K. G. Jansky, 1905— 1950)发现了来自银河系中心方向的宇宙无线电波. 40 年代，射电天文蓬勃发展起来. 60 年代用射电天文手段发现了类星体、脉冲星、星际分

了，微波背景辐射．1957 年，苏联发射人造地球卫星，为空间天文观测创造了条件，用以探测天体的紫外线，X 射线、γ 射线等波段的辐射．今日天体物理学已进入全波段观测时代．1990 年 4 月 24 日空间望远镜（又称哈勃望远镜）的上天，为天文学特别是天体物理学将揭开新的一页，它使人类到大气外去观测宇宙的梦想得以实现．

天体物理学分为：太阳物理学、太阳系物理学、恒星物理学、恒星天文学、星系天文学、天体演化学、宇宙学等分支学科．从研究方法来说，天体物理又分为实测天体物理学和理论天体物理学．

实测天体物理研究天体物理学中基本观测技术、各种仪器设备的原理和结构，以及观测结果的处理方法．主要任务是为理论天体物理学提供研究资料，用观测证实理论推断．

理论天体物理学是解释已知天象的有力工具，而且还可以预言尚未观测到的天体和天象．以辐射转移理论为基础建立的恒星大气理论、以热核聚变概念为基础发展起来的元素合成理论，恒星内部结构理论和天体演化理论，乃是理论天体物理学的基础．近 20 多年来，理论物理与天体物理更广泛深入地结合，形成了相对论天体物理、等离子体天体物理、高能天体物理等分支．

2．天文学（天体物理学）方法

天文学方法是揭示天体和天体系统发展规律性的途径、手段．它除了具有自然科学一般方法的共性外，还由于天文研究的自身特点而具有其特殊性．

直到目前，天文学方法实质上是广义的天体物理学方法．因为天文学的三大组成部分（天体力学、天体测量、天体物理学）都以物理学为基础．

我们生活在地球上，所谓"天"是相对"地"而言的．对于地球表面及其周围的物体，可以通过实地考察和布置实验来进行

研究，这是现代科学的研究方法的骨架．而天文学所研究的天体处在人类影响所不及的“天”上，不能实地考察亦不能布置实验．因此，天文学的研究和地面上客体的研究相比，呈现为方法上的一种欠缺．然而，正是为应付这种欠缺作出的创新，形成了天文学方法的特殊性．

(1) 哲学指导思想

自然科学家研究自然的方法受到哲学思想的支配，对于天文研究，具有指导意义的观点有：

(a) 宇宙间物质及其发展规律的统一性．这决定了可以把发生在地面上和发生在“天”上的自然现象相互印证，视为一个整体；决定了可以用我们所认识的自然科学规律来解释极其遥远的天文现象；决定了可以利用天文知识来探索自然科学基本规律，如物理学规律等．

(b) 宇宙间物质发展的无限性．这意味着任何时候在已被认识的天文世界之外，永远会存在着等待我们去发现的更新颖、更细致的天文现象，从而决定了不断发展天文学探测手段的重要性．

(c) 人类所寄居的地球，太阳系，银河系，在宇宙中不具有“特殊优越”的地位．近代天文学兴起以后，摒弃了历史上的地心学说的观念，建立了在天文世界中各层次结构里“自己”作为其中普通一员的思想．这对探索宇宙的方法产生重要的影响．

(2) 一般研究过程

天文研究的主题是认识天文现象的实质．天文工作者用“模型拟合”的方法来取得对天体的理性认识，即：根据他迄今掌握的知识，经过由感性到理性的加工，对被研究的客体的实体和行为作出他所能作的最佳拟合．天文研究的节节进展可以表述为上述“模型”的不断扬弃，改善和发展，也就是对被研究的天文对象的实体不断作出更新的拟合．

(a) 获得感性材料．天文学中，获得感性材料的主要[illegible]

天文望远镜(包括光学、射电、空间各波段的望远镜).由于宇宙物质和物质运动的无限性,提高观测手段,是天文研究中永远居于前列的课题.天文探测手段随时从同代的光学、机械、电子学等技术中吸取营养,不断发展和创新,导致了一系列重大天文发现.

天文观测大量的是"普查观测",另一部分是验证性的观测.不论那一种观测都可能出现意外的结果."意外"意味着认识上的新矛盾,有可能导致认识上的突破.30年代宇宙射电,60年代脉冲星和微波背景辐射,70年代γ射线爆的发现,都属这种"突破".天文工作者,在天文观测中不忘获得偶然性发现的可能性,是取得感性材料的一个必备的素养.

(b)建立理性模型.建立"模型"的过程是由感性向理性认识提炼的过程,它根据哲学指导思想和物理规律,运用逻辑方法和数学工具加以提炼等.拟合意味着把天文观测结果"加工",抽象为理论性描述,用数学方式加以表达;数学描述赋予"模型"以可计量、可作预测的性能,从而导致它的应用性和可验证性.拟合还要求观测结果与理论预测要"自洽",拟合的优劣,最有力的判断是天文观测的验证.

"模型"按反映客观事物的深刻程度分为两等:一是唯象性模型,是对客体表观现象规律性的拟合,包括统计模型,几何模型,运动学模型等.开普勒三定律便属此类.二是本质性模型,它以被研究客体的唯象模型为材料,运用物理学规律来描述和解释客体现象,并吻合唯象模型,牛顿力学定律便是一个例子.这两种模型代表着对客体的理性认识的两个层次.

(3)天文方法的特点

由于天文学研究对象无法直接触及,并且时空尺度极为巨大,形成了天文研究方法的以下特点.

(a)在无法实地查察的条件下考察.对于遥远的天体,我们无法进行实地考察.天体距离不一样,只有知道距离才能推得天

体的尺度、光度，这是了解天体性质和宇宙结构的基本材料．确定天体的距离是近代天文赖以建立的基础之一．从近的太阳系到遥远的星系、类星体，人们用了多种相互接力的“量天尺”（见第三章）．

(*b*) 在不能布置实验的情况下进行“实验”．在实践中，从观察到测量是一个阶梯，从测量到实验又是一个阶梯．通常认为天文学是一门只有观测（包括观察和测量）而基本上没有实验的科学．这种理解不全面．诚然，天文工作中不能对研究对象进行人为的变革，但却可设计实验．所谓设计实验，主要是设计变革的手段和探测的方法．在天文世界里，“极端”的条件远远超过了地面实验室所设想的规律（超真空、超高密、强磁场、超高温等）．这不但为实验室的系统性实验提供了无与伦比的配合，亦为开创研究领域提供了地面上不可能达到的理想环境．当然，天文学中变革研究对象的手段是“被动的”，即只能依赖大自然的“自我表演”来安排，这是一种欠缺．但这种“表演”是大量的，层出不穷的，是难能可贵的“被动实验”．由于它的多样性和极端性，获得的结果与其他实验同样可观．

(*c*) 在极其“短暂”的时间内探索极其漫长的过程．太阳与太阳系的年龄尺度是几十亿年，宇宙的年龄估计为一、二百亿年．与此尺度相比人类整个文明史只是“一刹那”，天文学家就要在这“一刹那”里来探索、研究百万年、乃至百亿年中的过程，建立天体演化的“模型”．如何实现呢？其方法有几条：认为同一层次的天体有相同或相似的起点，服从相同的演化规律；认为同一层次的天体之间形形色色的差异不是本质不同，而是初始条件不同或成型时间不同；运用物理和数学工具，建立“统一的”演化模型．

在这种演化模型里，同一层次不同类别的天体反映出了演化的时间序列．天文现象中还包含有供直接估计的时间信息．距离若干光年的天体，今天看到的是它若干年前的形象．银河系的尺

度是十万光年，我们观测到不同距离的天体，其时间相差几万年，对河外天体，其时间差可以大到十亿乃至百亿年，这为宇宙学提供了时间序列的信息，是非常重要的．

3. 天体物理学和物理学的全面渗透

物理学研究宇宙间物质存在的各种主要的基本形式，它们的性质、运动和转化以及内部结构；从而认识这些结构的组元及其相互作用、运动和转化的规律．在天文学和物理学之间存在着密切的联系，物理学所发现的基本规律在天文现象中也起着日益深刻的作用．

物质的各种存在形式和运动形式之间普遍存在着联系．随着学科的发展，这种联系逐步显示出来．于是自然科学的不同学科互相渗透．物理学也正在和其他学科相互渗透，产生了一系列交叉学科，如大气物理、地球物理、天体物理等等．天体的结构和演化与原子核物理之间的密切关系，宇宙的结构和演化与粒子物理之间的密切关系都鲜明地表达了这一相互渗透过程．

宇宙就其现象范围来说，必然比我们在地球上所能期望经历的任何事物都广泛得多．人类一直在观测宇宙和天空，寻找了解世界本质和规律的各种线索．物理学家在研究支配我们世界的自然规律时也转向天文学和宇宙学，寻找支持理论的证据；而天文学家又依据物理学在地面实验室中的物理实验和掌握的物理规律去理解天空中的天文现象．物理学和天文学之间这种根本性的相互联系有辉煌的成果，也有记取的教训．

（1）物理学是天体物理学的基础

今天，天体物理学和天文学的含义已经变得差不多一样了．早些日子里，人们根本不知道恒星的研究会和物理学有任何共同之点．然而不仅对恒星，而且对星际物质以及星系尺度上所发生的天体来说，用物理解释它们的观测结果竟是如此的成功，以至我们敢于大胆地认为：所有一切天文过程都应该受物理学理论的

支配．

天体物理的可行性的关键，是物理规律的普适性，物质构成的普适性．

2500多年前，希腊哲学家阿那克萨哥拉根据陨石推断，太阳是一块又大、又红、又热的石头，月亮是由泥土构成的．中国东汉时的张衡，在解释日食成因时说："夫日譬犹火、月譬犹水，火则外光，水则含景"．大意是：太阳像火，月亮像水，火会发光，水会反射光．他们都有一个合理的推断，不仅天和地的物质构成是一样的，而且说明地面物质所遵循的物理规律对天体也适用．这些闪光的思想，在历史长河中，自生又自息了．直到物理学发展之后，才认识到这种可行性．

首先牛顿的万有引力理论迈出了开创性的第一步：物理规律的普适性．既可说明落体的性质，又可解释行星的开普勒定律．著名的海王星的发现，充分证明了万有引力的普适力量．

第二步是光谱分析带来的．1859年，德国物理学家基尔霍夫在研究太阳光谱时，让太阳光束通过食盐的火焰再进入摄谱仪，结果太阳光谱中出现了暗线且与太阳光谱中原有暗线相重合．他断言，太阳上存在钠元素，直接证明了构成天体的物质成分和地球的物质成分相类似．根据这种物质构成和物理规律的普适性，根据星体的光谱可推测出它的物质成分，运动速度，进而推出星体表面的温度、压力、磁场等．这就奠定了天体物理的基础，使之成为一门可观测可实验检验的科学．

众所周知，天体物理的发展也促进和丰富了物理学．1874年观测日食时，拍摄色球光谱发现钠的谱线旁有一陌生的谱线，不知它是什么元素发射的，认为它是一种特殊元素，取名为氦（原义为太阳的元素）．30多年后，物理学家在地球上竟找到了氦．1880年，在行星状星云光谱中也发现了一条地面上没有的谱线，沿用氦的先例，取名为氙（意思是星云的元素）．直到1928年才弄明白，"星云元素"就是常见的氧，那条谱线是在特殊条件下

由氧离子发射的．此外，热核聚变也是来自天体物理的概念，热核聚变反应是太阳及恒星的能源．现在人们认为热核聚变是最有前途的能源之一．一旦用可控热核聚变反应来供给动力，人类又征服了一种巨大的自然力．

(2) 全面渗透的趋势

天体物理学与物理学各分支之间的渗透是全面的．20 多年前，天体物理的课题主要限于两个方面：一是分析恒星光谱，来讨论恒星大气；二是以核物理为基础，研究恒星内部结构和演化．所以天体物理与物理主流联系不广泛．今非昔比，几乎物理学的所有方面，都与天体物理有缘．如引力和时空，粒子物理，等离子体，固体，原子和分子，辐射和激光等，全面地渗透进了天体物理学．

这种局面的出现，也经历了曲折的道路．本来，天体物理就是天文现象和物理规律两者结合的产物．但在一个时期里，天体物理与物理多少有点“疏远”．一个有名的例子是关于中子星的预言．1932 年发现了中子，随后不久，有人从理论上论证了存在中子星的可能性．1934 年，又提出中子星可能是超新星爆发的产物．到 1939 年，对中子星的结构和稳定性已有较深入的研究，预计它们的质量约为 $1M_{\odot}$，体积很小(直径约十到数十千米)，密度高达 10^{14} 克/厘米^3．尽管对中子星的预言完全依据实验室已检验过的物理理论，可是，因为它的物理特性太不寻常了．所以这些预言长期受到冷遇，有的天体物理学家讥讽说：“究竟有多少天使能在中子星头上跳舞呢？”

中子星假说的遭遇，反映了当时天体物理界对其他物理所抱的态度．所以，那时根据物理理论对天体所做的“奇特”预言，没有引起什么反响．关于存在黑体谱的微波背景辐射的预言被忘掉了，关于黑洞的假说被搁置了近 30 年，等等．直到 1967 年，天文观测意外地发现了脉冲星，紧跟着被确认为一种中子星．这种疏远的局面才结束．所以，脉冲星的发现，以及 60 年代开始

的一系列天体物理的重大发现，在认识论上的意义之一就是打开了天体物理与整个物理之间全面渗透的大门．

天体物理的新发现，使人感到新现象的时标越来越短，而光度密度（光度 L 与体积 V 之比）越来越大．第一颗脉冲星 PSR1919 的周期只有 1.3 秒，光度密度约 10^{17} 尔格/(秒·厘米^3)．七十年代发现黑洞候选者天鹅座 X－1，光变时标仅数毫秒，而光度密度则高达 10^{19} 尔格/(秒·厘米^3)以上．80 年代又发现了周期为毫秒的脉冲星．以往常常用天文数字来形容数字之大，现在已经完全不正确了：天文数字有的很大，有的却很小．过去认为天体很少变化，可是，自七十年代 X 射线和 γ 射线天文兴起之后，记录到许多 X 射线爆和 γ 射线爆．总之，高能、快速、致密、强劲、爆发等，就是 60 年代以来这些天文新发现的共同特征，它使人们对天体传统印象为之一新．高能天体物理，相对论天体物理，核天体物理，等离子体天体物理、分子天文学，在这种形势下应运而生．表 1.5 举例说明这种全面的渗透，或许给人留下相互渗透之广泛和深入的印象．

表 1.5　天体物理与物理各分支之间的联系

物理分支	天体物理课题
粒子物理	宇宙的起源
	粒子的生成
	宇宙早期的相变
	暗物质
	致密星
	超新星爆发
核物理	核合成　元素起源
	恒星的结构和演化
	超新星
	中子星冷却
	太阳中微子问题
	宇宙线

续表

物理分支	天体物理课题
原子分子物理	里德堡原子 星际分子 天体化学 星际微波激射源
等离子体流体	射电源结构 超新星遗迹 脉冲星磁层 星风 天体喷流 吸积过程 宇宙粒子加速机制
凝聚态	星际尘埃 白矮星 中子星结构

(3) 作为实验室的宇宙

表 1.5 中未列举引力物理、时间空间物理．这并不意味它们与天体物理无联系，相反，太多了，以致很难分开．可以说，引力时空物理就是把天体或整个宇宙作为实验室而发展起来的．

牛顿的引力理论的建立是一个典型．至于爱因斯坦（A. Einstein）的引力理论——广义相对论，它的验证和应用，几乎全部都在天体物理范围中．

近来，不仅引力物理把天体或宇宙作为一个实验室，其他物理分支，特别是粒子物理学，也在利用宇宙学．例如：(1) 利用宇宙总质量密度给出中微子静质量的上限，该上限与现今实验室给出的结果相一致．(2) 利用宇宙早期核合成过程给出中微子种类数上限．

这些结果都有力地说明，天体环境、宇宙整体是物理学的一个有效的有独特作用的实验室．借助这个实验室，我们可以看到

地面实验室中看不到的现象，获得从地面实验室中不易获得的概念．所以，从基础物理角度看，天体物理研究也是极富有价值的．从下面列举的一些问题，就可以明显地感到它的基础性（或根本性）：

为什么太阳发射的中微子比预期值小得多？

γ 射线爆、X 射线爆的爆发机制是什么？

类星体、活动星系核的能源是什么？

为何星系、星系团和超星系团的分布具有相似性？

为何我们周围的反物质极少？

为何微波背景辐射有很高的各向同性？

为何物理常数在很大时空范围中是不变的？

为何我们所生活的宇宙是三维空间一维时间？

这些问题中，有些用常规物理理论能加以解决，但也许有些问题可能孕育着物理学的重大突破．物理和天体物理的渗透、结合将有很强的生命力，将产生出某些新理论、新概念．

现代天文学（天体物理学）的显著特点在于：宇宙科学进入了最伟大发现的鼎盛时期，其间就不断揭示出一些完全崭新的，并且也越来越“奇特”的现象．

天文学是现代理论物理的试金石．已有的物理概念、规律和理论原则上已足以解释我们所观测的宇宙中的条件和现象的全部多样性．但是，毋庸争论的事实是，在建立宇宙中许多不稳定天体（如类星体、活动星系核）的理论时总遇到困难．为了建立完全适合的活动星系核及其中进行的过程的模型和理论，就要深入研究比现在已知的基本物理理论更具普遍性的理论．因此，天文学革命就会成为整个物理知识体系新的革命变化的源泉．天体物理学在发现的数量方面和重大意义方面，已超过当代物理学．

有人会问，有朝一日，天文学新发现的源泉会枯竭吗？我们认为，在近百年来，天文学家并没有感到大自然赋予天文学的新内容在减少．不仅在 21 世纪，就是在 22 世纪，天文学家也将揭

示更多的新现象，更深入地解释和总结这些新现象，使物理学的基本理论更加准确，更加完善．

第二章　天体物理中的辐射过程

我们知道行各个方面都要受到辐射和电磁相互作用的影响.

—— F. 霍伊尔, J. 纳里卡:
《物理——天文学前沿》1980

电磁辐射实质上携带了建立现代天体物理学的全部信息.

—— 桑纳:《观测天体物理学》1988

对遥远天体的研究的基本渠道将是接受天体的电磁辐射. 通过对天体的辐射的强度、谱分布、偏振性质等的分析来洞察其物理本质, 揭露其中所发生的物理过程、天体的物理状态和化学组成, 解释观测到的天文现象. 观测者所接受的天体的辐射是由天体内部的发射机制以及辐射由内向外传播时, 与天体的物质相互作用的结果. 同时当辐射离开天体后沿途仍受到物质的相互作用, 这些影响也应考虑. 因此本章涉及两方面的问题: (1) 天体的辐射机制; (2) 辐射的传播或输运, 辐射与物质的相互作用.

§2.1　辐射转移理论

1. 描述辐射场的物理量

(1) 辐射强度

为研究辐射场, 我们首先引进辐射强度这一物理量. 在辐射

场内某点 r，取一面元 dA，面元的法线为 n_0（图 2.1）. 现在来考虑在 dt 时间内沿 n 方向附近的一个立体角元 $d\Omega$ 在频率范围（ν，$\nu+d\nu$）内穿过面元 dA 的辐射能量 dE_ν. 此能量可表示为

$$dE_\nu \propto dA\cos\theta d\Omega\, d\nu dt \tag{2.1}$$

其中 θ 是辐射的方向 n 与 dA 的法线方向 n_0 之间的夹角，$dA\cos\theta$ 是 dA 在辐射传播方向上的投影面积，即有效面积. 于是（2.1）式可写为等式，即

$$dE_\nu = I_\nu(r\,,n\,,t)\,dA\cos\theta d\nu d\Omega dt \tag{2.2}$$

上式的比例系数 $I_\nu(r\,,n\,,t)$的物理意义是单位时间，沿着辐射传播方向单位立体角穿过单位有效面积的单位频率间隔内的辐射能量. 该物理量能表征辐射场内任一点在任一方向上、任一频率处辐射的强弱程度. I_ν 称为单色辐射强度. 一般说来，辐射强度是位置、方向、频率和时间的函数. 因此（2.2）式中 I_ν 写为 $I_\nu(r\,,n\,,t)$. 如果在辐射场内某点 r 处，I_ν 与方向无关，则称该点的辐射场为各向同性的；若 I_ν 与位置 r 无关，则辐射场为均匀的；若 I_ν 与时间 t 无关，则辐射场为稳定的. 若 I_ν 与（r，n，t）都无关，则辐射场为稳定的均匀的和各向同性的.

辐射强度 I_ν 的量纲为

$I_\nu(r\,,n\,,t)$ = 能量·(时间)$^{-1}$·(面积)$^{-1}$·(立体角)$^{-1}$·(频率)$^{-1}$

= 尔格·秒$^{-1}$·厘米$^{-2}$ 球面度$^{-1}$ 赫兹$^{-1}$

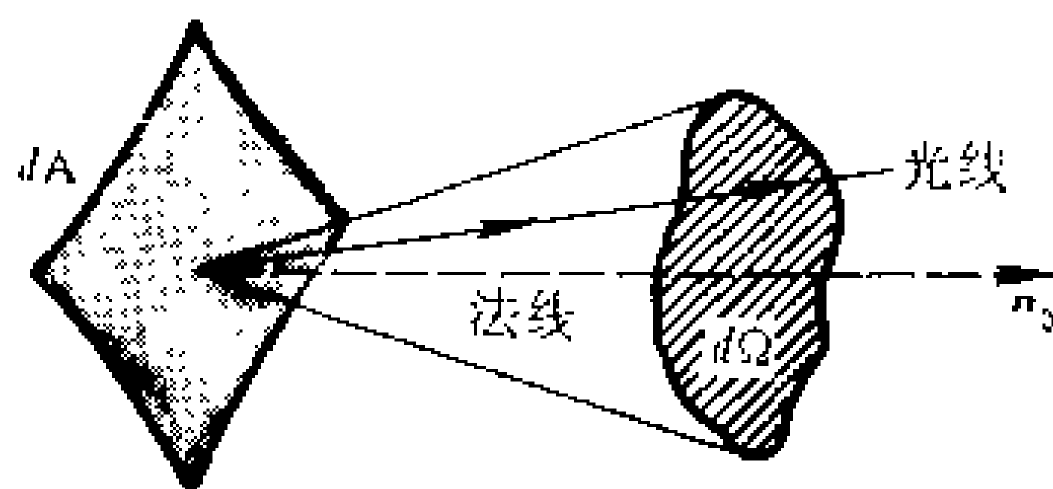


图 2.1　斜射辐射的几何图

将单色辐射强度 I_ν 对频率积分，所得的量称为总辐射强度，

记为 $I(r, n, t)$:

$$I(r, n, t)=\int_0^{\infty} I_\nu(r, n, t)d\nu \qquad (2.3)$$

(2) 光子分布函数

辐射场亦可用光子图象加以研究. 为此我们引入光子分布函数 $f_R(r, n, \nu, t)$, 其定义如下: 以 $f_R(r, n, \nu, t)d\Omega\, d\nu$ 表示 t 时刻辐射场内位置为 r 处, 辐射方向在 n 附近的立体角 $d\Omega$ 内, 频率在 $(\nu, \nu+d\nu)$ 内单位体积中的光子数. 由此定义, 容易得到在 dt 时间内通过面元 dA 的光子数为:

$$f_R(r, n, \nu, t)d\Omega\, d\nu(n\cdot dA)\, cdt \qquad (2.4)$$

每一光子的能量为 $h\nu$, 故通过的能量为

$$dE_\nu = ch\nu f_R(r, n, \nu, t)dA\cos\theta d\Omega\, d\nu dt \qquad (2.5)$$

其中 θ 为面元 dA 的法线和辐射方向 n 之间的夹角. 将(2.5)与(2.2)式相比较, 得

$$I_\nu(r, n, t)=ch\nu f_R(r, n, \nu, t) \qquad (2.6)$$

上式给出了辐射强度和光子分布函数之间的联系.

(3) 平均辐射强度和辐射场能量密度

为描述辐射场, 从物理和数学两方面来说, 若运用角度平均(或者说是矩)那是十分有用的. 因此我们定义一个物理量为平均辐射强度, 它是辐射强度直接对立体角的平均(零阶矩), 即

$$J(r, \nu, t)=\frac{1}{4\pi}\oint I_\nu(r, n, t)d\Omega \qquad (2.7)$$

它的量纲是尔格·厘米$^{-2}$·赫兹$^{-1}$·秒$^{-1}$. 立体角元 $d\Omega=\sin\theta d\theta d\varphi=-d\mu d\varphi$, 其中 $\mu=\cos\theta$.

为计算辐射场的能量密度, 我们考察一个小体元 dV, 辐射从各个方向穿过它. 对某个特定的立体角元 $d\Omega$ 而言, 通过体元 dV 的面元 dA 的辐射能量为

$$dE_\nu = I_\nu(r, n, t) dA\cos\theta d\Omega d\nu dt$$

θ 是辐射方向 n 和 dA 法线方向之间的夹角．令 l 表示辐射在穿过 dV 时所走过的路程，则穿过 dA 的辐射在 dV 内所停留的时间为 $dt = \frac{l}{c}$，因此来自 $d\Omega$ 的包含在 dV 内的辐射能为

$$dE_\nu = I_\nu(r, n, t) dA \cos\theta d\Omega d\nu \frac{l}{c} = \frac{1}{c} I_\nu(r, n, t) dV d\Omega d\nu$$

对全部立体角和整个体积 V 积分上式，则得包含在 V 内的总辐射能为

$$E_\nu(r, n, t) = \frac{1}{c}\int_V dV \oint I_\nu(r, n, t) d\Omega \qquad (2.8)$$

由此得到单位频率间隔的辐射能量密度为

$$u_\nu(r, t) = \frac{1}{c}\oint I_\nu(r, n, t) d\Omega = \frac{4\pi}{c} J_\nu(r, t) \quad (2.9)$$

其中 $J_\nu(r, t)$ 为平均辐射强度．

我们也可用光子分布函数 f_R 来得到辐射能量密度的表达式．由光子分布函数的定义容易得到

$$u_\nu(r, t) = \oint h\nu f_R(r, n, \nu, t) d\Omega$$

利用 (2.6) 式，上式可化为

$$u_\nu(r, t) = \frac{1}{c}\oint I_\nu(r, n, t) d\Omega$$

此式与 (2.9) 式完全一致．

(4) 辐射流矢量

如下定义的矢量 $F(r, \nu, t)$ 称为辐射流矢量

$$F(r,\nu,t)=\oint I_\nu(r,n,t)n\,d\Omega \tag{2.10}$$

现在来考察这个矢量的性质．在辐射场内 r 处任取一个面元 dA．$I_\nu(r,n,t)\,d\Omega(n\cdot dA)$为单位时间沿 n 方向在 $d\Omega$ 内传播的、穿过 dA 的单色辐射能．将它对所有的方向求积分，便得到穿过 dA 时单位面积上的净辐射流：

$$F_\nu(r,t)=\oint I_\nu(r,n,t)\,n\,d\Omega \tag{2.11}$$

辐射流是辐射场相对于角度的一次矩．量纲为尔格·厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$赫兹$^{-1}$．

用光子图象来描述辐射场，也可得到能流的同样结果．每单位时间，以光速 c 通过法线与光束成 θ 角的单位面积的光子数显然是

$$N(r,\nu,t)=c\oint f_R(r,n,\nu,t)\cos\theta\,d\Omega \tag{2.12}$$

每一光子的能量为 $h\nu$．于是纯净能量传输为

$$F_\nu(r,t)=ch\nu\oint f_R(r,n,\nu,t)\cdot n\cdot d\Omega \tag{2.13}$$

由(2.6)式可见，(2.13)式与(2.11)式完全相同．

(5) 辐射压力张量

如下定义的张量称为辐射压张量：

$$P(r,\nu,t)=\frac{1}{c}\oint I_\nu(r,n,t)\,n\,n\,d\Omega \tag{2.14}$$

若写成分量形式，则有

$$P_{ij}(r,\nu,t)=\frac{1}{c}\oint I_\nu(r,n,t)\,n_i n_j\,d\Omega \tag{2.15}$$

由(2.15)式显见，P_{ij} 为对称张量．利用(2.6)式 I_ν 和 f_R 的关系式，上式可改写为

$$P_{ij}(r, \nu, t)=\oint [f_R(r, n, \nu, t)\, cn_i]\, \frac{h\nu n_j}{c}\, d\Omega \quad (2.16)$$

上式右端方括号中之量系以 $d\Omega$ 为单位时间穿过法线沿 i 方向的单位面积的单色光子流，$h\nu n_j/c$ 为每一光子沿 j 方向的动量分量．因此，(2.16)式右端的积分给出单位时间通过法线沿 i 方向的单位面积的动量流的 j 分量的净值．这正是流体中压强的定义．所以，由(2.16)式定义的张量称为辐射压力张量．P 的对角分量的平均值为平均辐射压，即

$$\bar{P}=\frac{1}{3}(P_{xx}+P_{yy}+P_{zz})=\frac{1}{3c}\left[\oint I_\nu n_x^2\, d\Omega+\oint I_\nu n_y^2\, d\Omega + \oint I_\nu n_z^2\, d\Omega\right]$$

$$=\frac{1}{3c}\oint I_\nu(r, n, t)\, d\Omega=\frac{1}{3}u_\nu(r, t) \quad (2.17)$$

我们推导中利用了对任何单位矢量 n，都存在 $(n_x^2+n_y^2+n_z^2\equiv 1)$ 这一显然成立的关系式．

2. 发射系数、吸收系数和爱因斯坦几率系数

现在我们来讨论处于辐射场中的物质．首先，介质可以发射电磁波，例如自由电子与离子相碰时可产生轫致辐射（亦称自由－自由跃迁），自由电子在磁场中作加速运动可以产生回旋辐射或同步加速辐射等．同时，介质也可吸收电磁波．上述过程既可发射电磁波，也可以吸收电磁波．以轫致辐射为例，自由电子与离子碰撞时，其能量可能减少也可能增加．当电子的能量减少时

就发射电磁波，而当电子能量增加时就吸收电磁波．前者称为轫致辐射，后者称为轫致吸收．除了发射和吸收过程以外，还有一种散射过程，如康普顿散射——光子与电子碰撞，入射光子的方向被改变，能量也可能发生变化．从入射光束的角度来看，散射过程是一个使入射光束强度减弱的过程，即消光过程．但应当指出，散射过程虽然是一种消光过程，但它与真吸收过程有几点不同：(1)在散射过程中，光子数是守恒的；(2)散射过程使入射光束强度减弱，同时使其他方向光束强度增加．本节仅限于讨论发射系数和吸收系数，前者描述介质发射电磁波的性质，后者描述介质吸收电磁波的性质．

(1)发射系数

设 dE_ν 为体元 dV 在间隔 $d\Omega\, d\nu dt$ 内发射的能量，显然有

$$dE_\nu \propto dV d\Omega\, d\nu dt$$

写成等式为

$$dE_\nu = j_\nu\, dv\, d\Omega\, d\nu dt \tag{2.18}$$

其中系数 j_ν 称为单色的体积发射系数．一般说来，j_ν 是位置、方向、频率和时间的函数，即

$$j_\nu = j_\nu(r, n, t)$$

对于一个各向同性的发射体，则有

$$j_\nu = \frac{P_\nu}{4\pi} \tag{2.19}$$

其中 P_ν 为单位体积、单位频率间隔的发射功率．

(2)吸收系数

设强度为 I_ν 的光束垂直射到厚度为 dS 的吸收层的表面上，经过吸收层以后，光束的强度便减弱了．设光束强度 I_ν 的改变为 dI_ν，dI_ν 显然为负值．实验表明，dI_ν 与吸收层的厚度以及入射光束的辐射强度 I_ν 成正比，即

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu dS \tag{2.20}$$

α_ν 称为频率 ν 处单位长度的吸收系数，有时亦称体积吸收系数，

其单位为厘米$^{-1}$.

宏观的吸收系数可以和微观的吸收截面加以联系. 设介质中吸收粒子的数密度为 n, 吸收截面为 σ_ν. 现在来考察吸收粒子对于在 $d\Omega\, d\nu dt$ 内垂直通过面元 dA 的辐射的吸收作用(图 2.2).

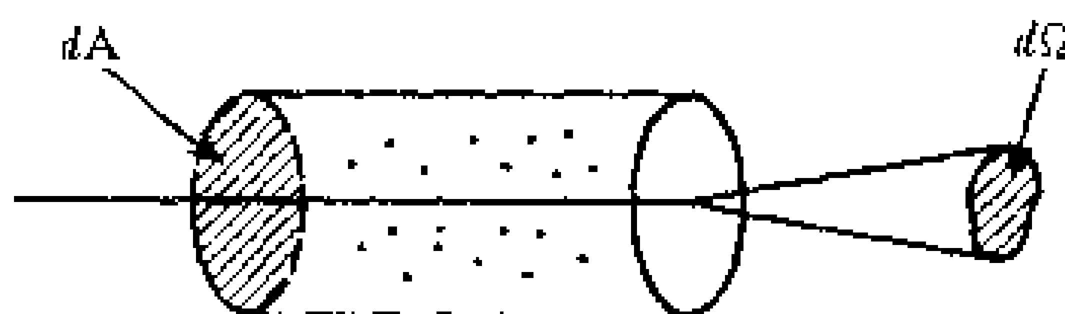


图 2.2 光束通过吸收介质

在体元 $dAdS$ 内的吸收粒子数为 $ndAdS$, 总吸收截面为 $n\sigma_\nu dAdS$. 从入射光束中吸收的能量为 $I_\nu(n\sigma_\nu dAdS)d\Omega\, d\nu dt$, 此能量可写为

$$-dI_\nu dAd\Omega\, d\nu dt = I_\nu(n\sigma_\nu)dAdSd\Omega\, d\nu dt$$

于是

$$dI_\nu = -I_\nu n\sigma_\nu dS \tag{2.21}$$

与(2.20)式相比较, 得

$$\alpha_\nu = n\sigma_\nu \tag{2.22}$$

(2.22)式揭示了把 α_ν 称为体吸收系数的来由, α_ν 实质上是由单位体积内吸收粒子的吸收作用所确定的.

α_ν 通常被写为

$$\alpha_\nu = \rho\kappa_\nu \tag{2.23}$$

其中 ρ 为介质密度, κ_ν 称为质量吸收系数或不透明度.

(3) 爱因斯坦几率系数

介质的发射和吸收也可以通过爱因斯坦几率系数来研究. 设介质中原子的两个能态—— n 能态和 m 能态, 并设 $E_n > E_m$. 在没有外场的情况下, 自发发射几率系数为 A_{nm}, 即单位时间内一

个原子从高能态 E_n 跃迁到低能态 E_m 同时位于 $d\Omega$ 内发射一个能量为 $h\nu_{nm}$ 的光子的几率等于

$$A_{nm}\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{2.24}$$

受外场影响的受激发射几率系数为 B_{nm}. 其定义为：在一个强度为 I_ν 的辐射场的作用下，单位时间内一个原子由高能态 n 跃迁到低能态 m，同时在立体角 $d\Omega$ 内发射一个能量 $h\nu_{nm}$ 光子的几率等于

$$B_{nm}I_\nu\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{2.25}$$

吸收过程必定是受激的．(受激)吸收过程可用吸收几率系数 B_{mn} 来描述．B_{mn} 的定义为：一个原子在单位时间内、在立体角 $d\Omega$ 的方向上从强度为 I_ν 的外辐射场吸收一个能量为 $h\nu_{nm}$ 的光子，因而从能态 m 跃迁到能态 n 的几率等于

$$B_{mn}I_\nu\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{2.26}$$

设单位体积内处在能态 n 上的原子数为 N_n，处在能态 m 上的原子数为 N_m．由上述定义的各种系数，显然，单位时间在 $d\Omega$ 内发射光子的跃迁数为

$$N_n(A_{nm}+B_{nm}I_\nu)\frac{d\Omega}{4\pi}$$

单位时间在 $d\Omega$ 内吸收光子的跃迁数为

$$N_mB_{mn}I_\nu\frac{d\Omega}{4\pi}$$

为了求出爱因斯坦几率系数 A_{nm}、B_{nm} 和 B_{mn} 之间的关系，我们应用热动平衡条件下的细致平衡原理，即在热动平衡下，发射光子的跃迁数应等于吸收光子的跃迁数，即：

$$N_n(A_{nm}+B_{nm}I_\nu)=N_mB_{mn}I_\nu \tag{2.27}$$

或者

$$I_\nu = \frac{A_{nm}/B_{nm}}{\left(\frac{N_m B_{mn}}{N_n B_{nm}} - 1\right)} \tag{2.28}$$

在热动平衡下有玻耳兹曼分布，

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-h\nu_{nm}/kT} \tag{2.29}$$

代入(2.28)式，得

$$I_\nu = \frac{A_{nm}/B_{nm}}{\frac{g_m B_{mn}}{g_n B_{nm}} e^{h\nu_{nm}/kT} - 1} \tag{2.30}$$

此外，在热动平衡下，辐射场是各向同性的，辐射强度等于普朗克函数 $B_\nu(T)$，于是有(参见(1.8)式)：

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \tag{2.31}$$

将(2.30)和(2.31)两式加以比较，便得到下列重要关系：

$$g_m B_{mn} = g_n B_{nm} \tag{2.32}$$

$$A_{nm} = \frac{2h\nu_{nm}^3}{c^2} B_{nm} \tag{2.33}$$

3. 辐射转移方程

如前所述，我们对遥远天体获得的信息主要依靠接收其电磁辐射．一般说来，由天体表面发出的电磁辐射，都是从天体内部传输出来的，是天体内部的辐射场和天体内部的物质经过复杂的相互作用以后的产物．因此，为了对观测到的天体辐射进行分析，就必须研究辐射在一个既能发射又能吸收的介质中进行传播的问

题．现在推导出辐射在介质中进行传播的方程——辐射转移方程．

(1) 辐射转移方程

假定介质是静止的．在介质中取一个底面积为 dA，高为 ds 的体元．设强度为 I_ν 的光束垂直射到 dS 上（图 2.3）

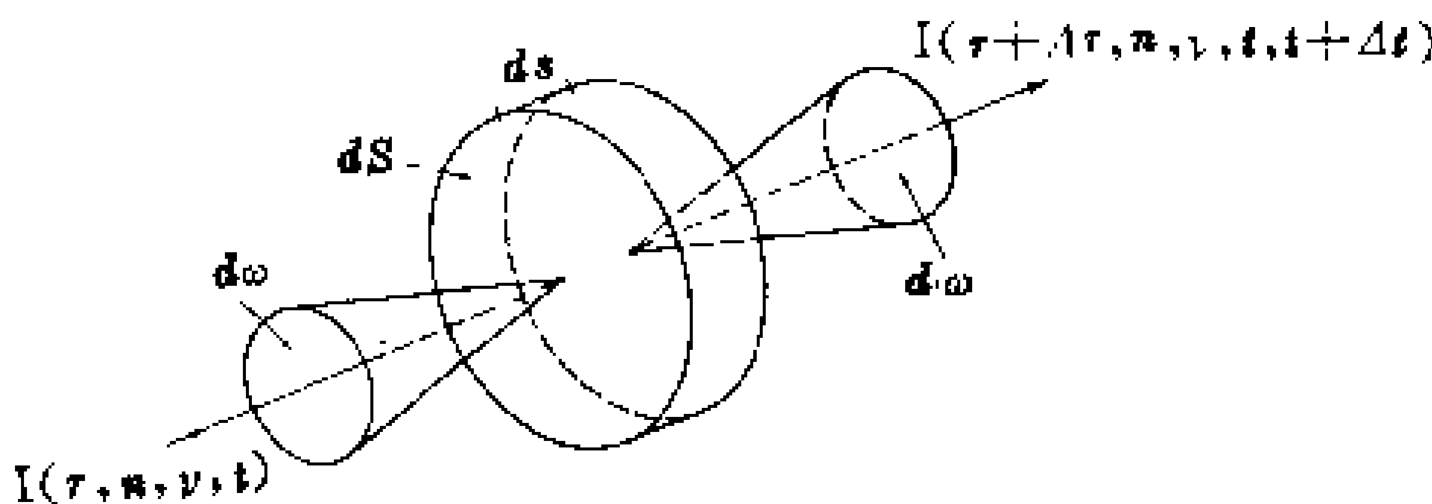


图 2.3 推导辐射转移方程中的吸收和发射的物质元

入射能量为

$$I_\nu(r, n, t)\, dS d\Omega\, d\nu dt$$

出射能量为

$$I_\nu(r+dr, n, t+dt) dS d\Omega\, d\nu\, dt$$

出射能量与入射能量之差为

$$[I_\nu(r+dr, n, t+dt) - I_\nu(r, n, t)] dS d\Omega\, d\nu dt \quad (2.34)$$

这个能量差是由体元 $dSds$ 在 dt 时间内的发射和吸收引起的，因而有

$$\begin{aligned}
&[I_\nu(r+dr, n, t+dt) - I_\nu(r, n, t)]\, dS d\Omega\, d\nu dt \\
&= j_\nu\, dSds d\Omega\, d\nu dt - I_\nu(r, n, t) dSds\alpha_\nu\, d\Omega d\nu dt \\
&= [j_\nu - \alpha_\nu I_\nu(r, n, t)]\, dSds d\Omega d\nu dt
\end{aligned} \quad (2.35)$$

令 ds 为辐射沿 n 方向的传播路程，则有 $dt = \dfrac{ds}{c}$，以及

$$I_\nu(r+dr, n, t+dt) = I_\nu(r, n, t) + \left[\frac{ds}{c}\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + ds\frac{\partial I_\nu}{\partial s}\right] \quad (2.36)$$

将(2.36)式代入(2.35)式，得

$$\left[\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial s}\right]I_\nu(r,n,t)=j_\nu(r,n,t)-\alpha_\nu(r,n,t)I_\nu(r,n,t) \tag{2.37}$$

因为

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s}=\frac{\partial x}{\partial s}\frac{\partial I_\nu}{\partial x}+\frac{\partial y}{\partial s}\frac{\partial I_\nu}{\partial y}+\frac{\partial z}{\partial s}\frac{\partial I_\nu}{\partial z}=(n\cdot\nabla)I_\nu \tag{2.38}$$

(2.37)式可改写为

$$\left[\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+(n\cdot\nabla)\right]I_\nu(r,n,t)$$

$$=j_\nu(r,n,t)-\alpha_\nu(r,n,t)I_\nu(r,n,t) \tag{2.39}$$

(2.39)式称为辐射转移方程．当天体内部物质的发射系数和吸收系数以及必要的边界条件和初始条件已知后，求解上述方程，便可求得天体辐射场的状况及其分布，以及由天体表面发出辐射的有关性质．

顺便指出，对于一维的平行平面恒星大气，$n_z=\dfrac{dz}{ds}=\cos\theta=\mu$，其他导数 $\dfrac{\partial}{\partial x}$，$\dfrac{\partial}{\partial y}$ 变为零，于是得

$$\left[\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\mu\frac{\partial}{\partial z}\right]I_\nu(z,n,t)$$

$$=j_\nu(z,n,t)-\alpha_\nu(z,n,t)I_\nu(z,n,t) \tag{2.40}$$

对于稳定的辐射场，则

$$\mu\frac{\partial I_\nu(z,n,t)}{\partial z}=j_\nu(z,n)-\alpha_\nu(z,n)I_\nu(z,n) \tag{2.41}$$

上式在有些恒星大气教材中称为平行平面恒星大气的“标准”辐射转移方程．

(2) 光子的玻耳兹曼方程

描述粒子传输的基本方程是玻耳兹曼方程．现在来指明辐射转移方程正是光子气体的玻耳兹曼方程．

设光子分布函数为 $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$，它给出相空间体元 $(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}+d\boldsymbol{r})$，$(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}+d\boldsymbol{p})$ 内的光子数密度．光子分布函数的变化由下式给出

$$\frac{\partial f}{\partial t}+v_x\frac{\partial f}{\partial x}+v_y\frac{\partial f}{\partial y}+v_z\frac{\partial f}{\partial z}+F_x\frac{\partial f}{\partial p_x}+F_y\frac{\partial f}{\partial p_y}+F_z\frac{\partial f}{\partial p_z}$$

$$=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{碰撞}$$

或写为

$$\frac{\partial f}{\partial t}+(\boldsymbol{v}\cdot\nabla)f+(\boldsymbol{F}\cdot\nabla_p)f=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{碰撞} \tag{2.42}$$

对于光子气体（静止质量为零），不考虑广义相对论效应时 $\boldsymbol{F}\equiv 0$，而 $\boldsymbol{v}=c\boldsymbol{n}$．分布函数 f 可用辐射强度 I_ν 表出（(2.6)式），碰撞项即光子与物质的相互作用项，等于发射的光子数减去吸收的光子数，于是 (2.42) 式化为

$$\frac{1}{ch\nu}\left[\frac{\partial I_\nu}{\partial t}+c(\boldsymbol{n}\cdot\nabla)I_\nu\right]=(h\nu)^{-1}(j_\nu-\alpha_\nu I_\nu) \tag{2.43}$$

此式即 (2.39) 式．

§2.2 热辐射

热辐射是处于热平衡的物质发出的辐射．如果辐射源（等离子体、中性气体云等）处于热动平衡或局部热动平衡状态，则系

统内质点(分子、原子、离子、电子等)的能量分布可以用一定温度下的玻耳兹曼分布表示，则此辐射称为热辐射.

1. 黑体辐射

黑体辐射的一个重要性质是其辐射强度 I_ν 与容器的性质无关而仅依赖于温度 T，其强度 I_ν 是以普朗克函数 $B_\nu(T)$ 表示. 黑体辐射是均匀各向同性的，于是有辐射压和辐射能量密度的关系：$P=\frac{1}{3}u$.

在此应指出黑体辐射 ($I_\nu=B_\nu(T)$)和热辐射 ($S_\nu=B_\nu(T)$)的区别，其中 S_ν 为源函数，即 $S_\nu=j_\nu/\alpha_\nu$. 只有当介质为光学厚时热辐射才变为黑体辐射.

由黑体辐射热力学可推出斯忒藩 - 玻耳兹曼 (Stefan - Boltzmann)定律

$$u(T)=aT^4 \tag{2.44}$$

该关系式可与普朗克(Planck)函数联系起来，对于各向同性的辐射有 $I_\nu=J_\nu$，于是

$$u(T)=\frac{4\pi}{c}\int_0^\infty B_\nu(T)d\nu=\frac{4\pi}{c}B(T)$$

普朗克函数的积分可定义为

$$B(T)=\int_0^\infty B_\nu(T)d\nu=\frac{ac}{4\pi}T^4 \tag{2.45}$$

由各向同性的发射面(诸如黑体)发出的辐射流为

$$F=\int F_\nu d\nu=\pi\int B_\nu(T)d\nu=\pi B(T)$$

这样便推出斯忒藩 - 玻耳兹曼定律的另一表示形式：

$$F=\sigma T^4 \tag{2.46}$$

其中

$$\sigma \equiv \frac{ac}{4} = 5.67 \times 10^{-5} \text{ 尔格} \cdot \text{厘米}^{-2} \text{度}^{-4} \text{秒}^{-1}$$

$$a \equiv \frac{4\sigma}{c} = 7.56 \times 10^{-15} \text{ 尔格} \cdot \text{厘米}^{-3} \text{度}^{-4}$$

2. 普朗克定律的特性

普朗克定律可表示为(参见(1.8)和(2.31)式):

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (2.47)$$

或者

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda) - 1} \quad (2.48)$$

它是辐射过程的最重要的结果之一．它有以下特性：

(1) 当 $h\nu \ll kT$ 时，称为瑞利－金斯(Rayleigh－Jeans)定律：

$$I_\nu(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (2.49)$$

(2) 当 $h\nu \gg kT$ 时，称为维恩(Wien)定律：

$$I_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) \quad (2.50)$$

(3) $B_\nu(T)$ 随温度单调变化，即

$$\frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} = \frac{2h^2\nu^4}{c^2kT^2} \frac{\exp(h\nu/kT)}{[\exp(h\nu/kT) - 1]^2}$$

为正值．在任一频率处，温度升高时，$B_\nu(T)$ 也增大．对于两条黑体辐射曲线，高温对应的曲线完全位于低温所对应的曲线之上．

(4) 服从维恩位移定律：$B_\nu(T)$ 处于峰值时所对应的最大频率 $\nu_{极大}$ 由下式求出：

$$\left.\frac{\partial B_\nu(T)}{\partial \nu}\right|_{\nu=\nu_{极大}}=0$$

令 $x=h\nu_{极大}/kT$，这等价于解 $x=3(1-e^{-x})$这一方程，它的根近似为 $x=2.82$，因此

$$h\nu_{极大}=2.82\,kT \tag{2.51}$$

或者写为

$$\nu_{极大}/T=5.88\times10^{10}\ 赫兹\cdot 度^{-1}$$

同样可推出

$$\lambda_{极大}T=0.290\ 厘米\cdot 度$$

应当指出，$B_\nu(T)$和 $B_\lambda(T)$的峰值并不出现在频率或波长的相同位置，即 $\lambda_{极大}\cdot\nu_{极大}\neq c$. 例如，$T=7300$K 时，$B_\nu$ 的峰值位于 $\lambda=0.7\mu$（红区），而 B_λ 却位于 $\lambda=0.4\mu$（蓝区），（参见图 2.4）.

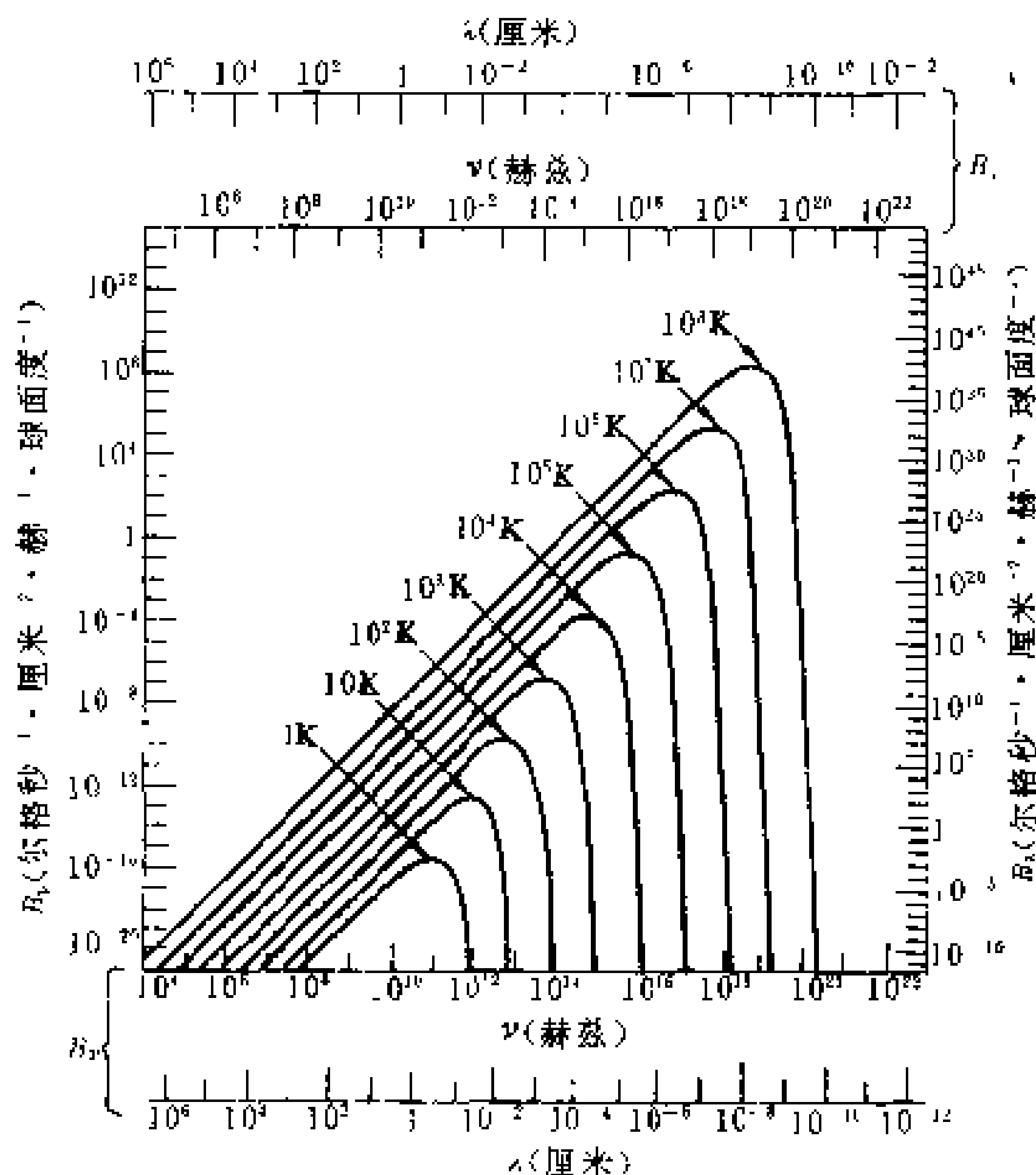


图 2.4 在各种温度下的黑体辐射谱

§2.3 单个带电粒子的辐射

1. 单个带电粒子的辐射场

等离子体中单个带电粒子的辐射，主要有以下几种基本过程：

(1) 质点间近碰撞产生的轫致辐射(也称自由－自由跃迁过程).

(2) 质点在磁场中加速引起的回旋辐射和同步辐射；质点沿弯曲磁力线运动时的曲率辐射.

(3) 相对论电子的逆康普顿散射.

(4) 质点速度超过介质中光的相速度时引起的切仑柯夫辐射.

这些过程都有可能根据经典辐射理论做出简单、有效而且直观的描述. 以下各节分别论述有关辐射过程.

(1) 单个带电粒子和李纳－维谢尔势

由经典电磁学理论，讨论带电粒子的辐射应从麦克斯韦方程出发，即

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 4\pi\rho \tag{2.52a}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.52b}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{2.52c}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} \tag{2.52d}$$

现在引入矢势 $\boldsymbol{A}$ 和标势 φ 来描述场，($\boldsymbol{A}$，φ)与($\boldsymbol{E}$，$\boldsymbol{B}$)的关系为

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \tag{2.53a}$$

$$\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{2.53b}$$

用 $(\boldsymbol{A},\varphi)$ 代替 $(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})$，则方程组(2.52)简化为

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2}-\nabla^2\boldsymbol{A}=\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} \tag{2.54a}$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}-\nabla^2\varphi=4\pi\rho \tag{2.54b}$$

此处的 $(\boldsymbol{A},\varphi)$ 要满足洛仑兹规范条件

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A}+\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0 \tag{2.55}$$

通过直接微商就可证明，方程(2.54)和(2.55)有以下形式的重要特解：

$$\varphi(x,y,z,t)=\iiint_{\infty}\frac{\rho\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)}{r}d\tau' \tag{2.56a}$$

$$\boldsymbol{A}(x,y,z,t)=\frac{1}{c}\iiint_{\infty}\frac{\boldsymbol{j}\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)}{r}d\tau' \tag{2.56b}$$

其中，r 代表 (x',y',z') 处的小体元 $d\tau'$ 到点 (x,y,z) 的距离，$r=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}$．解(2.56)的意义很明显，它表示 t 时刻在观察点 (x,y,z) 的势 φ 和 $\boldsymbol{A}$ 是由各体元的电荷及电流贡献的．不过，各体元的 ρ 和 $\boldsymbol{j}$ 不是取 t 时刻的数值，而是取较早时刻 $t'=t-\frac{r}{c}$ 的数值．这是因为电磁场是以

有限速度(即真空中的光速 c)传播的. $d\tau'$处的 ρ 和 j 发生变化时,要在 $\frac{r}{c}$ 时间以后才影响(x,y,z)处的 φ 和 A. 因此,(2.56)称为推迟势.

由电动力学可以证明,$\iiint\rho(x',y',z',t-\frac{r}{c})d\tau'$并不是粒子的总电量 q,当粒子运动时,它应等于运动粒子的有效总电量$\tilde{q}$. 两者的关系为

$$\tilde{q}=\iiint_{\infty}\rho(x',y',z',t-\frac{r}{c})d\tau'=\frac{q}{1-\frac{v_r'}{c}}=\frac{q}{\kappa} \tag{2.57}$$

其中

$$\kappa\equiv 1-n'\beta' \tag{2.58}$$

而且

$$n'=\frac{r'}{r'},\quad \beta'=\frac{v'}{c} \tag{2.59}$$

(2.58)和(2.59)式中带撇的量表示取推迟时刻 t'时的数值. 将(2.57)式代入(2.56)式,便得到

$$\varphi=\frac{q}{\kappa r'} \tag{2.60a}$$

$$A=\frac{qv'}{c\kappa r'}=\frac{q\beta'}{\kappa r'} \tag{2.60b}$$

(2.60)式给出的(A,φ)称为李纳-维谢尔(Lienard-Wiechert)势. 它有两个特点:(1)考虑了推迟效应,反映在(2.60)式中,就是式中所有的量如 r'、β'、n'等都取 t'时刻的值. (2)考虑了有效电量,(2.60)式中用 $\frac{q}{\kappa}$ 代替了 q.

(2)单个带电粒子的辐射场

有了李纳－维谢尔势，就可由(2.53)式求出单个带电粒子的电磁场$E(x,y,z,t)$和$B(x,y,z,t)$. 经过繁琐而简单的运算，求出的E和B含有许多项，将含有$\sim\frac{1}{r}$和$\sim\frac{1}{r^2}$的项分别合并，最后结果为

$$E(x,y,z,t)=q\left[\frac{(n-\beta)(1-\beta^2)}{k^3r^2}\right]_{推迟}+\frac{q}{c}\left[\frac{n}{k^3r}\times\{(n-\beta)\times\dot{\beta}\}\right]_{推迟} \tag{2.61a}$$

$$B(x,y,z,t)=n\times E \tag{2.61b}$$

其中$n=\frac{r'}{r'}$代表t时刻粒子所在点到观察点(x,y,z)方向的单位矢量. 可见，电磁场可分为两项，即E_1、B_1和E_2和B_2，E_1为(2.61a)式右端第一项，而$B_1=n\times E_1$. E_1、B_1和粒子加速度无关，在远处以$\frac{1}{r^2}$趋于零；而E_2则与加速度成正比，在远处以$\frac{1}{r}$趋于零.

容易看出，(E_1,B_1)对辐射没有贡献，因为能流密度S中含E_1和(或)B_1的项，与r^4或r^3成反比，所以若以粒子所在点为中心作半径为r的球面，通过该面的能流为

$$\oint\!\!\!\oint_r S\cdot d\sigma\propto\frac{1}{r^2}\text{ 或 }\frac{1}{r}$$

当$r\to\infty$时，通过该球面的能流$\to 0$，这表示没有能量辐射出去. 实际上，电磁理论已证明，(E_1,B_1)是和带电粒子一起运动的

场，即所谓“固有场”．当粒子静止时，$\beta=0$，$\kappa=1$，则 $E_1=\frac{qn}{r^2}$，还原为静电库仑场．E_1 实即粒子的瞬时“库仑场”．

所以，讨论粒子的辐射问题，只须考虑 (E_2, B_2) 的贡献．把 (E_2, B_2) 称为粒子的辐射场，改记为 $E_{辐}$，$B_{辐}$，则有：

$$E_{辐}=\frac{q}{c}\left[\frac{n}{k^3 r}\times\{(n-\beta)\times\dot{\beta}\}\right]_{推迟} \qquad (2.62a)$$

$$B_{辐}=n\times E_{辐} \qquad (2.62b)$$

不难看出，$E_{辐}$，$B_{辐}$ 和 n 三者互相垂直，且 $|E_{辐}|=|B_{辐}|$ 由上式可见：(1) 只有当带电粒子作加速运动时，即 $\dot{\beta}\neq 0$，才会产生辐射．(2) 质量小的带电粒子产生的辐射强，即 $\dot{\beta}$ 越大．辐射越强．可以预料最轻的荷电粒子 —— 电子，其辐射最重要．所以今后将着重讨论电子的辐射．

2．单个带电粒子的辐射功率和辐射角分布

(2.62)式只是给出了带电粒子在空间各点的辐射场的场强 E 和 B（以下略去脚标）．而在讨论辐射问题时，我们感兴趣的是：

(1) 粒子在单位时间中辐射的能量（辐射功率）．

(2) 不同方向的辐射强度（辐射角分布）．

(3) 不同频率成分的辐射强度（谱分布）．

(4) 辐射的偏振情况．

A．辐射总功率

(1) 非相对论粒子

对于一个运动速度远小于光速的带电粒子 $\beta\ll 1$，$\kappa\simeq 1$，由 (2.62a)式得 E，瞬时能流玻印廷矢量 S 为

$$S=\frac{c}{4\pi}E\times B=\frac{c}{4\pi}|E|^2 n \qquad (2.63)$$

单位立体角的辐射功率为

$$\frac{dP(t)}{d\Omega}=(s\cdot n)r^2=\frac{q^2}{4\pi c}|n\times(n\times\dot{\beta})|^2 \tag{2.64}$$

令 Θ 表示加速度 $\dot{v}$ 和 n 之间的夹角，上式化为

$$\frac{dP}{d\Omega}=\frac{q^2\dot{v}^2}{4\pi c^3}\sin^2\Theta \tag{2.65}$$

将上式对立体角积分，便得瞬时总功率

$$P=\frac{2q^2}{3c^3}|\dot{v}|^2 \tag{2.66}$$

此即熟知的拉摩公式．

(2) 相对论性粒子

现在把拉摩公式推广到相对论性粒子的情形．基本作法是，取某个坐标系 K'，使带电粒子在某个时刻在该坐标系内的速度为零．由于带电粒子具有加速度，它在 K'系内的速度不能总为零，但至少在某一段时间内，其运动为非相对论的．因此，在 K'系内，我们可应用拉摩公式来计算它的辐射总功率．假设在 K'系内，带电粒子在 dt'内辐射的总能量为 dW'．对于一个向前辐射和向后辐射为对称的辐射机制．与 dW'相对应的辐射动量应为零，即 $d\boldsymbol{p}=0$．在以速度 $-u$ 相对于 K'系运动的 K 系中，按照4维动量的洛仑兹变换，得到与 dW'相对应的辐射能 dW 为

$$dW=\gamma dW' \tag{2.67}$$

其中 γ 为洛仑兹因子，$\gamma=\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$．

在 K 系中，与 dt'相对应的时间间隔 dt 为

$$dt=\gamma dt' \tag{2.68}$$

在 K 系和 K'系中，带电粒子的辐射总功率分别为

$$P=\frac{dW}{dt},\quad P'=\frac{dW'}{dt'} \tag{2.69}$$

由(2.67)和(2.68)式，可得

$$P = P' \tag{2.70}$$

上式表明，对于一个在瞬时静止坐标系内具有前后对称性质的辐射机制来说，其辐射总功率为一洛仑兹不变量．这一结果是我们把拉摩公式推广到相对论性速度的基础．为了得到正确的推广，我们把(2.66)式改写为

$$P = \frac{2q^2}{3m^2c^3}\left(\frac{dP}{dt}\cdot\frac{dP}{dt}\right) \tag{2.71}$$

其中 m 为带电粒子的静止质量，P 为它的动量．上式又可推广为

$$P = \frac{2q^2}{3m^2c^3}\left(\frac{dp_\mu}{d\tau}\cdot\frac{dp_\mu}{d\tau}\right) \tag{2.72}$$

其中 $d\tau = \dfrac{dt}{\gamma}$ 为固有时间元，p_μ 为带电粒子的动量能量 4 矢量的分量，即 $p_1 = p_x$，$p_2 = p_y$，$p_3 = p_z$，$p_4 = i\dfrac{E}{c}$．

因为 4 矢量的标积是一个洛仑兹不变量，所以由(2.72)式所确定的辐射总功率也是一个洛仑兹不变量．为了检验(2.72)式在 $\beta\to 0$ 时化为(2.71)式，我们来计算 4 矢量的标积，

$$\frac{dp_\mu}{d\tau}\cdot\frac{dp_\mu}{d\tau} = \left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{dE}{d\tau}\right)^2 = \left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2 - \beta^2\left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2$$

当 $\beta\to 0$ 时，$\gamma\to 1$，$d\tau\to dt$，上式给出

$$\frac{dp_\mu}{d\tau}\cdot\frac{dp_\mu}{d\tau}\to\left(\frac{dp}{dt}\right)^2$$

(2.72)式便还原为(2.71)式，这表明(2.72)式的推广是合理的．

B. 辐射的角分布

由(2.62)式给出的辐射场，可以求出空间各点辐射场的玻印亭矢量 S，确定瞬时能通量. 由于 E, B, n 三者互相垂直，且成右手螺旋关系，故

$$S=\frac{c}{4\pi}E\times B=\frac{c}{4\pi}|E|^2 n$$

如果在观察点(x, y, z)(见图 2.5)，做一个小面元 $d\sigma$，其法向沿 S 方向，$d\sigma$ 对 t 时刻粒子所在点张的立体角为 $d\Omega$，则 $d\sigma=r^2 d\Omega n$，单位时间通过 $d\sigma$ 的能量为

$$dP(t)=S\cdot d\sigma=(S\cdot n)r^2 d\Omega$$

因此，每单位立体角辐射的功率是

$$\frac{dP(t)}{d\Omega}=(S\cdot n)r^2=\frac{c}{4\pi}r^2|E|^2 \tag{2.73}$$

考虑到观测值是 t'发出的，要讨论的应是(x', y', z')处的辐射功率 $\frac{dP(t')}{d\Omega}$，由能量守恒，应有

$$dP(t)dt=dP(t')dt'$$

即

$$dP(t')=dP(t)\frac{dt}{dt'} \tag{2.74}$$

已知

$$t'=t-\frac{r(t')}{c}$$

故

$$dt'=dt-\frac{1}{c}\frac{dr(t')}{dt'}dt'=dt+\frac{1}{c}v(t')\cdot n\,dt'$$

$\left(\text{由图 2.5 可见}, v(t')=-\frac{dr(t')}{dt'}\right)$,

或者

$$\frac{dt}{dt'} = 1 - n \cdot \frac{v(t')}{c} = 1 - n \cdot \beta = K \tag{2.75}$$

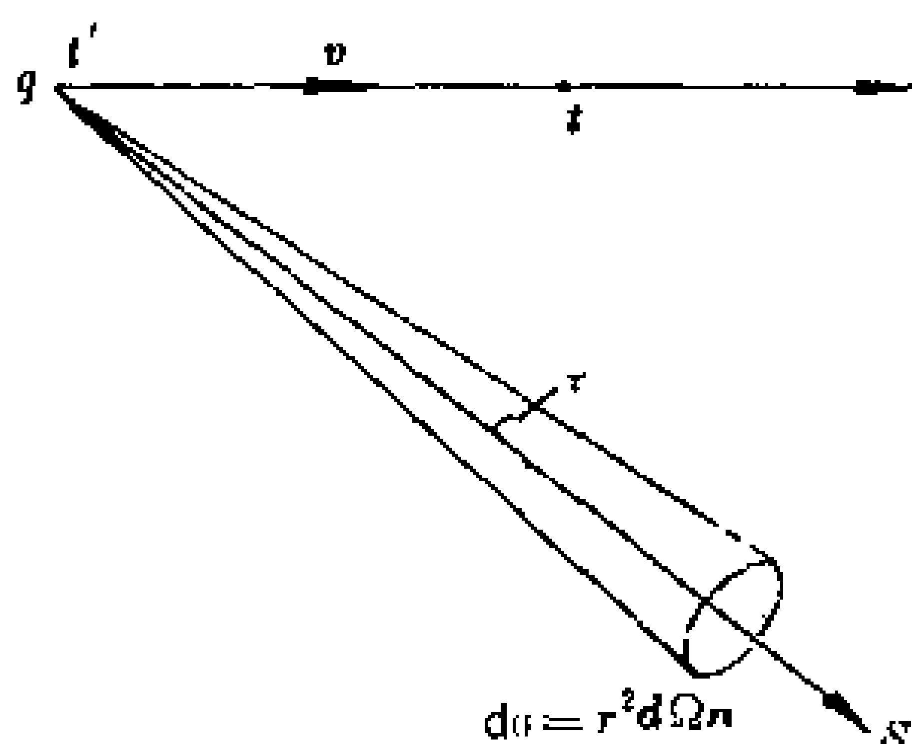


图2.5　S与t和t′关系

将(2.75)式代入(2.74)式，得到

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{dP(t)}{d\Omega}\frac{dt}{dt'} = \frac{c\kappa}{4\pi} r^2 |E|^2 \tag{2.76}$$

(2.76)式给出了粒子在单位时间内沿给定方向的单位立体角辐射的能量，此即辐射角分布公式．

将(2.62)式代入(2.76)式有

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi c}\frac{|n \times \{(n-\beta)\times\dot{\beta}\}|^2}{\kappa^5} \tag{2.77}$$

此式不容易看出粒子辐射角分布特征．以下从两种极端情况下讨论辐射角分布的情况．

(1)非相对论情况下(即粒子速度 $v \ll c$)，此时 $\beta \to 0$，$\kappa \to 1$，因此(2.77)式简化为

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi c}|n \times \{n \times \dot{\beta}\}|^2$$

如果用 θ 角表示 v 和 n 方向之间夹角，则有

$$\frac{dP(t')}{d\Omega}=\frac{q^2\dot{v}^2}{4\pi c^3}\sin^2\theta \tag{2.78}$$

(2.78)式给出熟知的偶极子辐射角分布(实际上，$q^2\dot{v}^2=q^2\ddot{r}^2=\ddot{d}^2$，$\ddot{d}$ 就是偶极子 d 对时间的二阶导数)．由该式可见，非相对论性粒子的辐射角分布有两个特点：一、与速度无关；二、辐射分布在很宽的角范围中(图 2.6)．

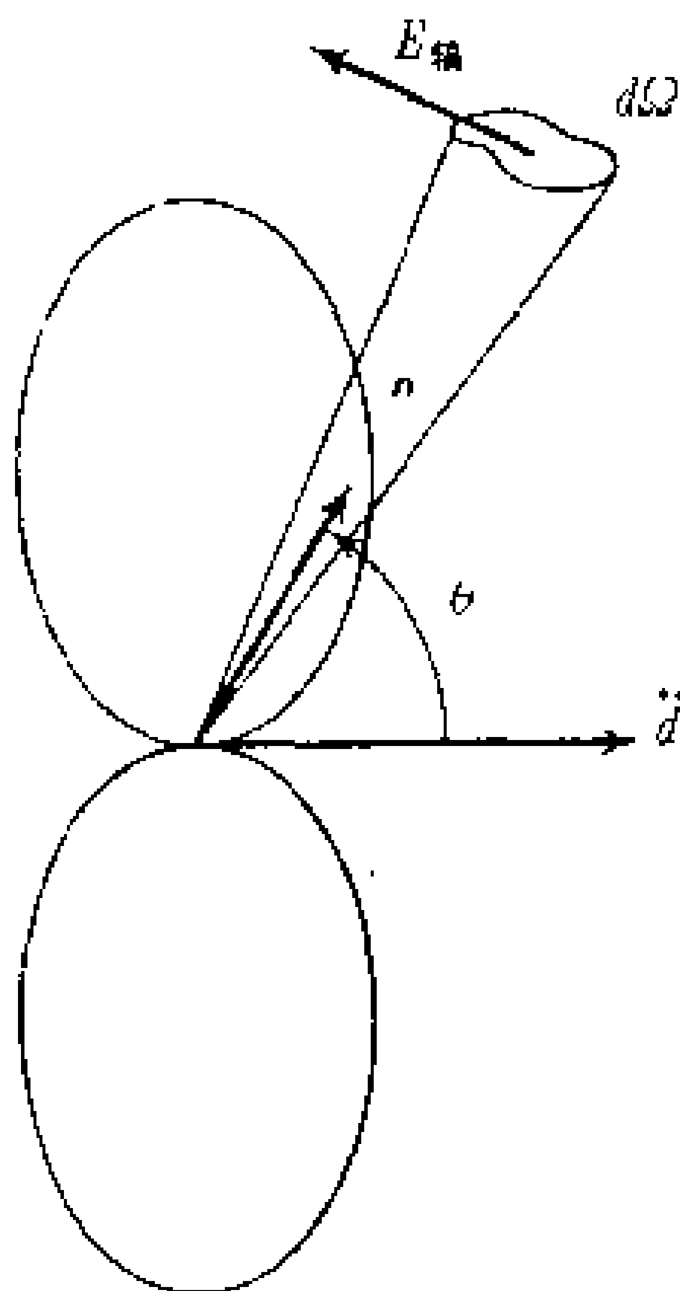


图 2.6　偶极辐射的角分布图样

(2) 相对论极限下(速度 $v\to c$ 或 $\beta\to 1$)

从(2.77)式可见，相对论速度对角分布的影响主要体现在分母 κ 因子中．当 $\beta\to 1$ 时，且当辐射方向 n 几乎是沿速度 β 方向时，$\kappa\simeq 1-\beta\to 0$．从而 $\frac{dP(t')}{d\Omega}\to\infty$．这表明，对于相对论粒子，辐射将在粒子速度方向上出现尖锐的极大值．很容易估

算运动方向 β 附近辐射分布的角间隔的大小. 以 θ 表示 n 与 β 间夹角，则

$$\kappa = 1 - n \cdot \beta = 1 - \beta\cos\theta$$

当 $\theta = 0$，$\kappa = 1 - \beta = \kappa_{min}$

当 θ 很小时，$\kappa \simeq 1 - \beta + \dfrac{\theta^2}{2}$

不难证明，当

$$\kappa \simeq \kappa_{min} + \frac{\theta^2}{2} = 1 - \beta + \frac{\theta^2}{2}$$

和 $\kappa = 2\kappa_{min}$ 时，得关系式

$$\theta \simeq \sqrt{1-\beta^2} \simeq \frac{1}{\gamma} \tag{2.79}$$

此处 $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$，即洛仑兹因子，$\gamma$ 的物理意义代表粒子的能量 mc^2 与该粒子静能 m_0c^2 之比，即

$$\gamma = \frac{mc^2}{m_0c^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

有时称 γ 为粒子的能量（代表粒子的无量纲的能量值）.

由(2.79)式可见，相对论粒子的辐射集中于以速度 β 为中心线，半张角为 $\theta \simeq \dfrac{1}{\gamma}$ 的狭小角锥之中. 粒子的能量 γ 愈大，则张角愈小.

为了定量说明相对论粒子辐射角分布具体图形，现分别讨论(i)$\beta \parallel \dot{\beta}$ 情况（粒子沿静电场方向运动）和(ii)$\beta \perp \dot{\beta}$（粒子在静磁场中运动）两种特殊情况下的角分布.

(i) $\beta \parallel \dot{\beta}$

由(2.77)式可得

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi c}\frac{|n\times(n\times\dot{\beta})|^2}{\kappa^5} = \frac{q^2}{4\pi c}\frac{\dot{\beta}^2\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^5} \tag{2.80}$$

辐射与速度有关，当 $v \ll c$ 时，(2.80)式回到偶极辐射公式(2.78)式．而当 β 增加时，偶极分布的两叶逐渐转向前方(即 β 的方向)．当 $\beta \to 1$ 时，辐射集中于 $\theta \simeq 0$ 的小范围中．图 2.7 给出 $\beta \ll 1$ 和 $\beta \leqslant 1$ 时角分布的比较图形．

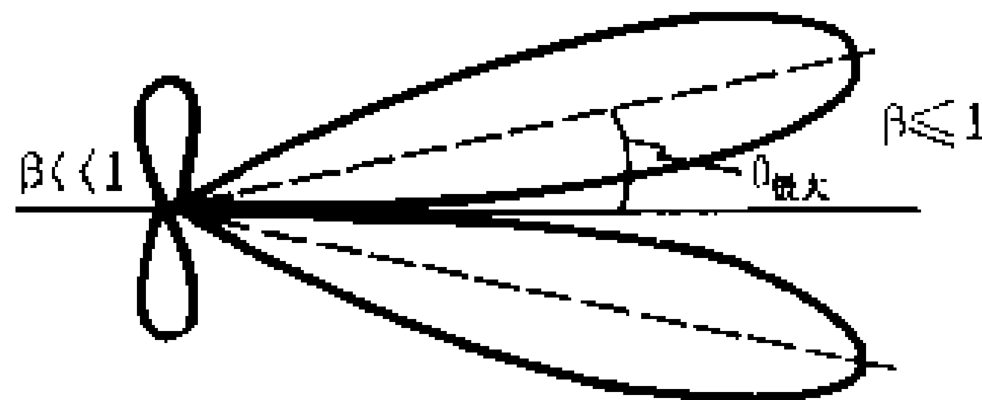


图 2.7 辐射角分布的比较

(ii) $\beta \perp \dot{\beta}$

利用 $\beta \perp \dot{\beta}$，(2.78)式化为

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi c} \frac{[(1-n\cdot\beta)^2\dot{\beta}^2-(1-\beta^2)(n\cdot\dot{\beta})^2]}{(1-n\cdot\beta)^5}$$

在导出此式时，注意 $\beta\cdot\dot{\beta}=0$ 以及矢量公式

$$A\times(B\times C)=B(A\cdot C)-C(A\cdot B)$$

若以 θ 表 n 与 β 夹角，φ 表示 n 与 β 所成平面与 $\dot{\beta}$ 之夹角，并注意 $n\cdot\dot{\beta}=\dot{\beta}\cos\varphi\sin\theta$，则有

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi c}\dot{\beta}^2\left[\frac{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)^2-\sin^2\theta\cos^2\varphi}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)^5}\right] \tag{2.81}$$

(2.80)式和(2.81)式有共同的基本特征，即沿粒子速度方向的辐射($\theta\simeq 0$)达到峰值，辐射是向前方的．图 2.8 表示在磁场中加速的相对论粒子($\beta\perp\dot{\beta}$)的辐射角分布．图中螺旋线代表粒子的运动轨道，角分布曲线是在 $\varphi=0$ 平面上画出的．

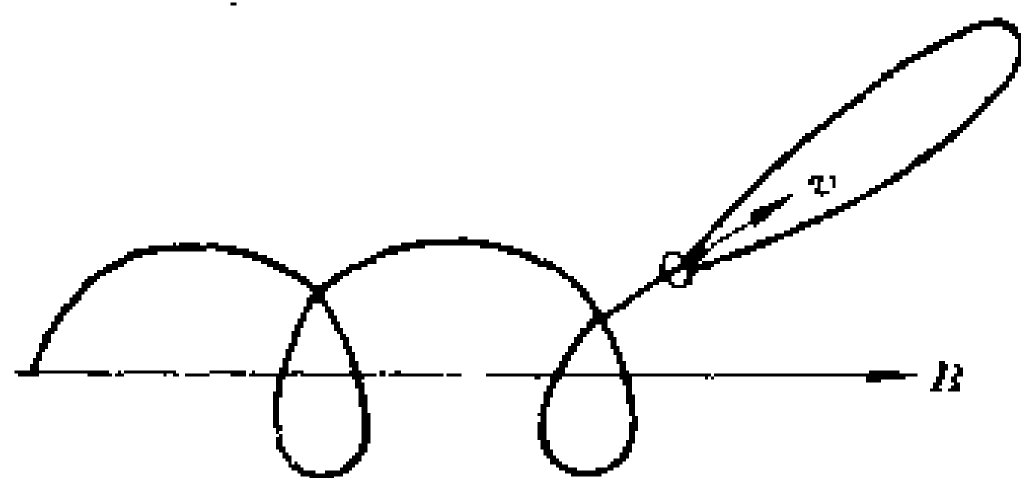


图 2.8 β ∥ $\dot{\beta}$ 情况下辐射的角分布

§2.4 回旋辐射、同步加速辐射及曲率辐射

磁场中的电子受洛仑兹力作用作加速运动，从而将产生辐射．通常把非相对论电子在磁场中的辐射叫做回旋辐射，而把极端相对论电子的这种辐射称为同步加速辐射（这是由于这种辐射首先在同步加速器中检测证实）．非相对论电子和极端相对论电子在磁场中的运动类似，都是沿圆周或螺旋线运动，其角频率是 $\omega_0 = \dfrac{eB}{mc}$，只是在相对论电子情况下，由于质量的相对论变化（$m=\gamma m_0$），使得在给定磁场中转动频率 ω_0 有所下降．但两种辐射却有明显不同的特征（上节中已讨论过）．下面分别讨论回旋辐射和同步加速辐射，然后讨论相对论电子在强磁场中沿弯曲磁力线运动时产生的辐射——曲率辐射．

1. 回旋辐射

天体物理中某些具有强磁场的天体中，回旋辐射就成了不可忽视的重要机制．例如，在说明太阳耀斑、白矮星的光辐射，以及中子星的 X 射线发射线时都是如此．

在均匀磁场中，电子受洛仑兹力作用，运动方程为

$$\frac{dp}{dt}=\frac{d}{dt}(\gamma m_0 v)=\frac{-e}{c}v\times B \tag{2.82}$$

在非相对论情况下，特别是当$\gamma\simeq 1$时，方程可简化为

$$m_0\dot{v}=-\frac{e}{c}v\times B \tag{2.83}$$

解(2.83)式，可得粒子的轨道方程．取B方向为z轴，则(2.83)式的分量表达式为

$$\ddot{x}=-\omega_L\dot{y},\ \ddot{y}=\omega_L\dot{x},\ \ddot{z}=0 \tag{2.84}$$

式中$\omega_L=\dfrac{eB}{m_0c}$，为拉摩频率．前两式对时间再求一次导数，可分离变数，得到

$$\dddot{x}+\omega_L^2\dot{x}=0,\quad \dddot{y}+\omega_L^2\dot{y}=0$$

其解为

$$\begin{aligned}\dot{x}&=v_\perp\cos(\omega_L t+\delta)\\ \dot{y}&=v_\perp\sin(\omega_L t+\delta)\\ \dot{z}&=v_{/\!/}=\text{const}\end{aligned}$$

式中$v_{/\!/}$，$v_\perp$，δ为积分常数．再积分一次，得到运动方程

$$\begin{aligned}x&=\frac{v_\perp}{\omega_L}\sin(\omega_L t+\delta)+x_0\\ y&=\frac{-v_\perp}{\omega_L}\cos(\omega_L t+\delta)+y_0\\ z&=v_{/\!/}t+z_0\end{aligned} \tag{2.84a}$$

式中x_0，y_0，z_0，δ都由初始条件定．

方程(2.84)表示，磁场中电子沿着轴平行于B的螺旋线运动，轨道在(x,y)平面上的投影是一个圆．圆心在点(x_0,y_0)处，其半径$r_L=\dfrac{v_\perp}{\omega_L}$，$r_L$称拉摩半径．描写圆心轨迹的点$(x_0,y_0,v_{/\!/}t+z_0)$称为引导中心．

由 $\omega_L=\dfrac{eB}{m_0c}$ 可估计出它的数量级，$\omega_L=1.8\times10^7B$/秒．若 $B=1$ 高斯时，$\omega_L\simeq10^7$/秒；若 $B=10^{12}$ 高斯时，$\omega_L\simeq10^{19}$/秒．

回旋辐射的总功率由(2.66)式可求出，即

$$P=\frac{2e^2\dot{v}^2}{3c^3}$$

但实际应用上，不是用加速度 $\dot{v}$，而是用磁场 B 和速度 v．对于非相对论电子，$\gamma\simeq1$．因此，利用(2.83)式代入上式，经简化可得总功率为

$$P=\frac{dW}{dt}=\frac{2}{3}\,\frac{e^4}{m_0^2c^5}\,v^2B^2\sin^2\alpha$$

其中 α 是投射角，即 v 与 B 之夹角．由于电子经典半径为

$$r_0=\frac{e^2}{m_0c^2}$$

所以

$$P=\frac{2}{3c}\,r_0^2v^2B^2\sin^2\alpha=\frac{2r_0^2c}{3}\,\beta^2B^2\sin^2\alpha \qquad (2.85)$$

将 $r_0=2.82\times10^{-13}$ 厘米和 $c=3\times10^{10}$ 厘米/秒代入上式，则

$$P=1.6\times10^{-15}\beta^2B^2\sin^2\alpha\ （尔格/秒） \qquad (2.86)$$

假定电子速度分布是各向同性的，则平均总功率为

$$\bar{P}=\frac{4}{9}\,r_0^2c\beta^2B^2=1.1\times10^{-15}\beta^2B^2（尔格/秒） \qquad (2.87)$$

由上述二式可见，非相对论电子回旋辐射功率与其能量成正比（正比于 $\beta^2=\dfrac{v^2}{c^2}$），且与磁场强度 B^2 成正比．

回旋辐射的谱可求得（参考文献 [2.1]）

$$P_s=\left(\frac{8\pi^2e^2\nu_L^2\gamma^{-2}}{v}\right)\left\{s\beta^2J_{2s}'(2s\beta)-s^2\gamma^{-2}\int_0^{\beta}J_{2s}(2su)du\right\}$$

(2.88)

其中 $\nu_L=\dfrac{\omega_L}{2\pi}$ ，$s=1,2,3,\cdots$，J_{2s}，J_{2s}' 为贝塞尔函数及其导数．(2.88)式可进一步简化为(因为 $\beta\ll 1$，$s\beta\ll 1$)

$$P_s\simeq\left(\frac{8\pi^2e^2\nu_L^2}{c}\right)\frac{(s+1)(s^{2s+1})}{(2s+1)!}\beta^{2s} \qquad (2.89)$$

由(2.89)式可知，辐射谱是由一系列分立谱组成，频率依次为 ν_0，$2\nu_0$，$3\nu_0$……，而其强度依次迅速减小，几乎全部能量集中在基频辐射之中．

既然辐射能量集中于基频辐射，因此可用基频辐射的角分布代表整个辐射的角分布，仍以圆轨道为例，经计算可得

$$\overline{\frac{dP_1}{d\Omega}}=\frac{\pi e^2\nu_0^2\beta^2}{2c}(1+\cos^2\theta) \qquad (2.90)$$

该式表明，回旋辐射的角分布大体上是各向同性的，沿着磁场方向 $\theta=0$，辐射最强；而在垂直磁场方向 $\theta=\dfrac{\pi}{2}$，磁场最弱．

2．同步加速辐射

目前普遍认为，大多数非热的宇宙射电辐射正是这种同步加速辐射．例如，类星体、射电星系、超新星遗迹的射电辐射，甚至在太阳的射电辐射中也观测到同步辐射过程．另外，在某些天体的 X 射线波段亦观测到同步加速辐射．在具体分析之前，先介绍一下观测结果．图 2.9[2.4] 是两颗超新星遗迹的射电谱，图 2.10[2.5] 是二颗超新星遗迹的 X 射线谱．图2.11[2.6] 是 γ 射

线爆的谱．

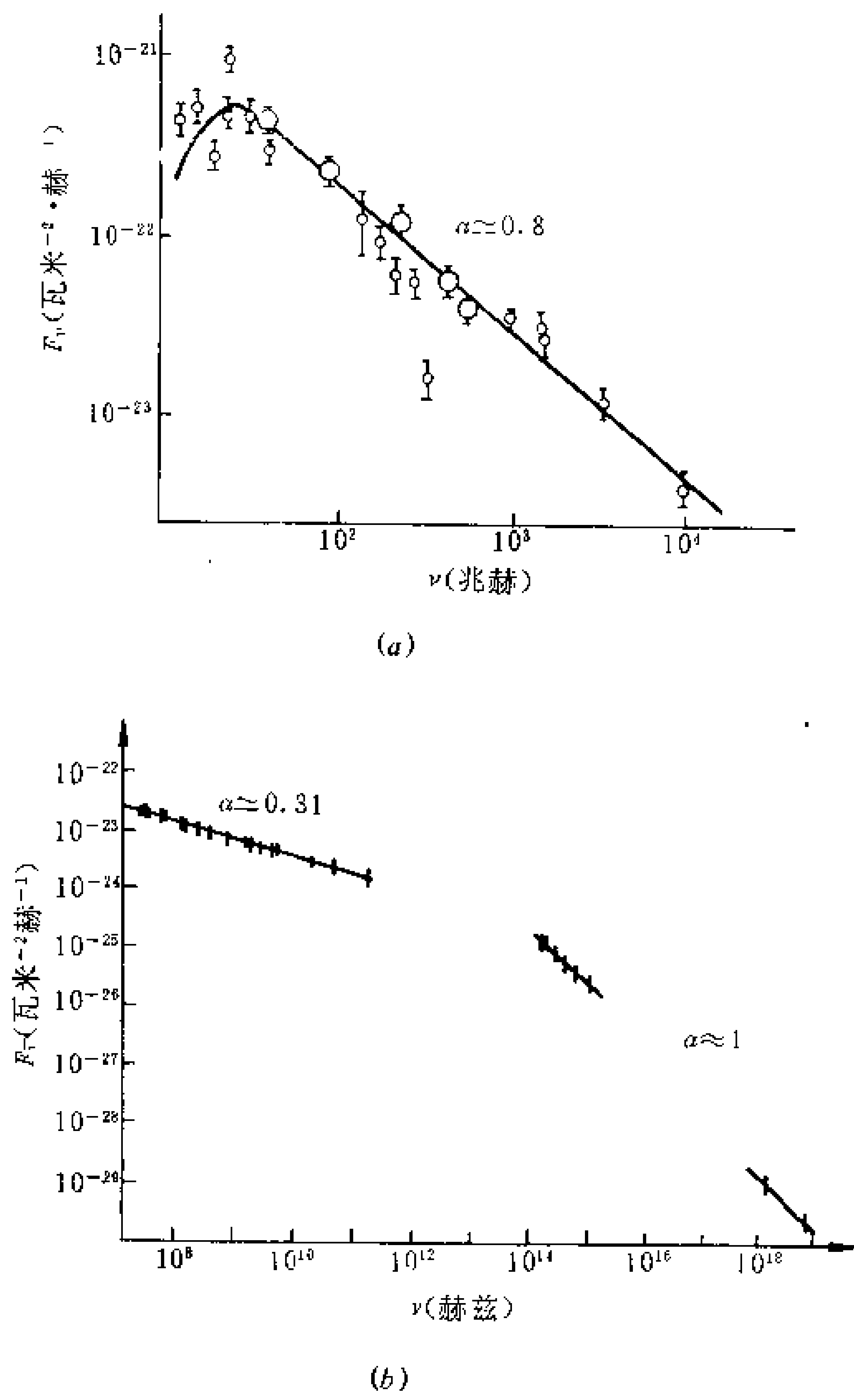
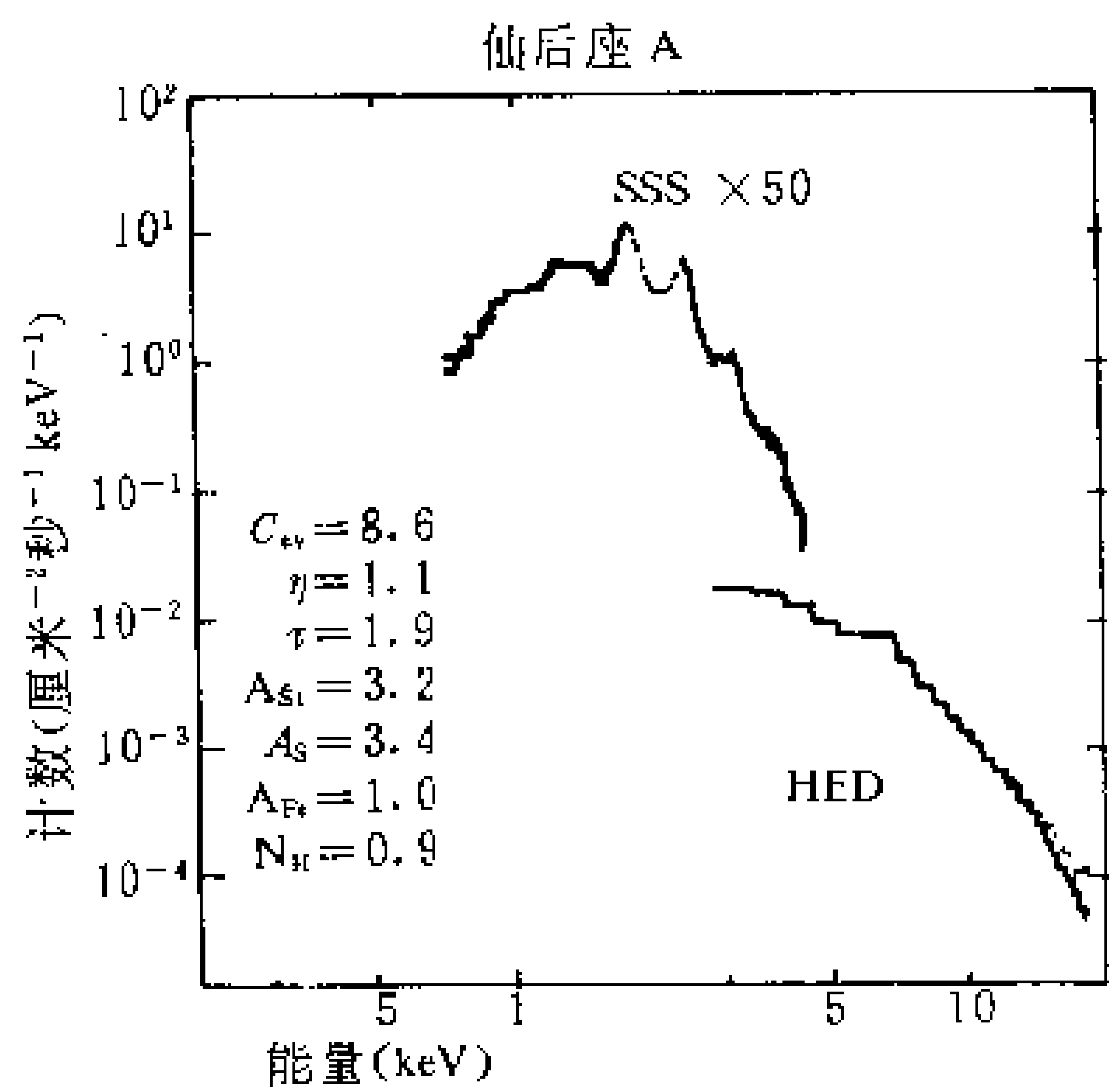
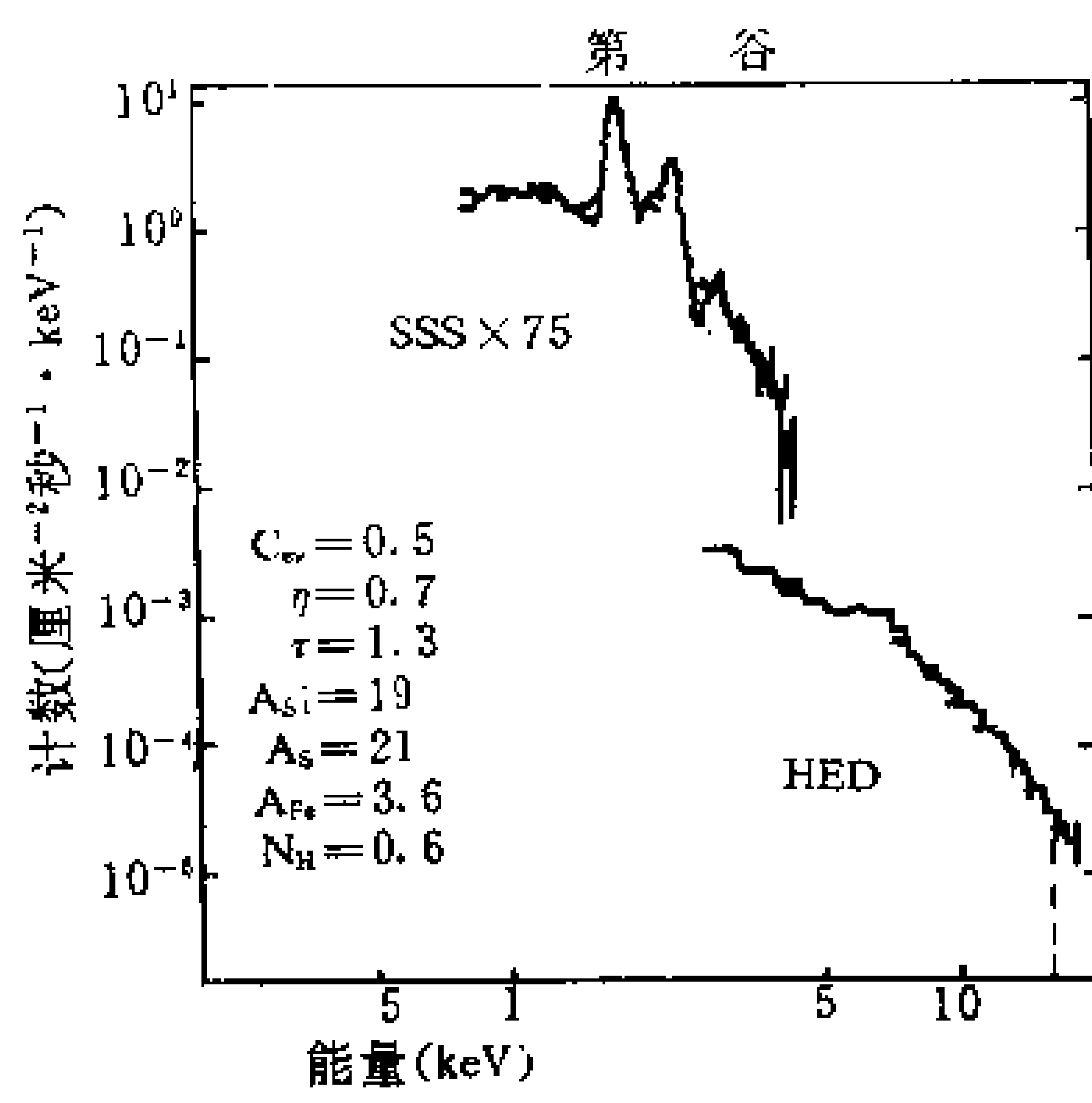


图 2.9　两颗超新星遗迹的射电谱 (*a*) Cas *A*，(*b*)蟹状星云



(*a*)



(*b*)

图 2.10 两颗超新星遗迹的X射线谱 (*a*) Cas *A*,(*b*)第谷 (Tycho)
图中 HED—HEAO 1 A2 Spectrometer, SSS - Solid State Spectrometer

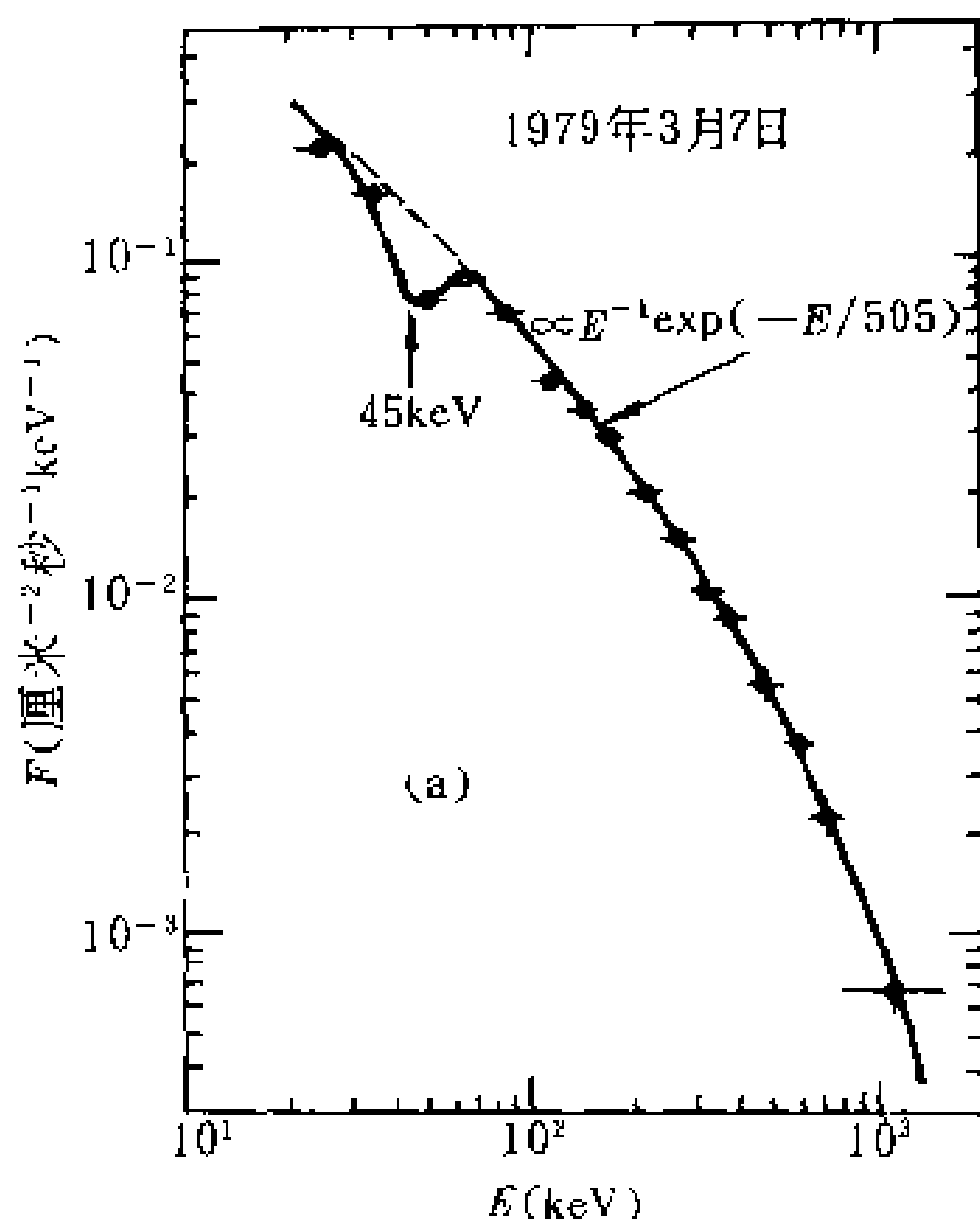


图 2.11 γ 射线爆 GB790307 的谱，图中 $E\sim$ 45 keV 处有显著的吸收

I. 相对论电子在磁场中的运动方程和同步加速辐射的总功率

一个静质量为 m_0，电荷为 $-e$ 的电子在均匀磁场 $\boldsymbol{B}$ 中的运动方程为

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \boldsymbol{v}) = -\frac{e}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} \tag{2.91}$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 c^2) = -e\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{E} = 0 \tag{2.92}$$

其中 γ 为洛仑兹因子．(2.92)式表明，在运动过程中，γ 等于常数或 $|\boldsymbol{v}|$ 等于常数．于是(2.91)式可化为

$$m_0\gamma\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\frac{e}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} \tag{2.93}$$

将 $\boldsymbol{v}$ 分解为沿磁场的分量 $\boldsymbol{v}_{\parallel}$ 和垂直磁场的分量 $\boldsymbol{v}_{\perp}$，则

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt}=0 \tag{2.94}$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt}=-\frac{e}{\gamma m_0 c}v_{\perp}\times B \tag{2.95}$$

由(2.94)得 $v_{\parallel}$= 常数，又因为 $|v|$= 常数，所以 $v_{\perp}$ = 常数．(2.95)式的解为一等速圆周运动，回旋频率为

$$\omega_B=\frac{eB}{\gamma m_0 c} \tag{2.96}$$

垂直磁场的等速圆周运动和沿磁场的等速运动合成为电子作螺旋运动(图 2.12)．

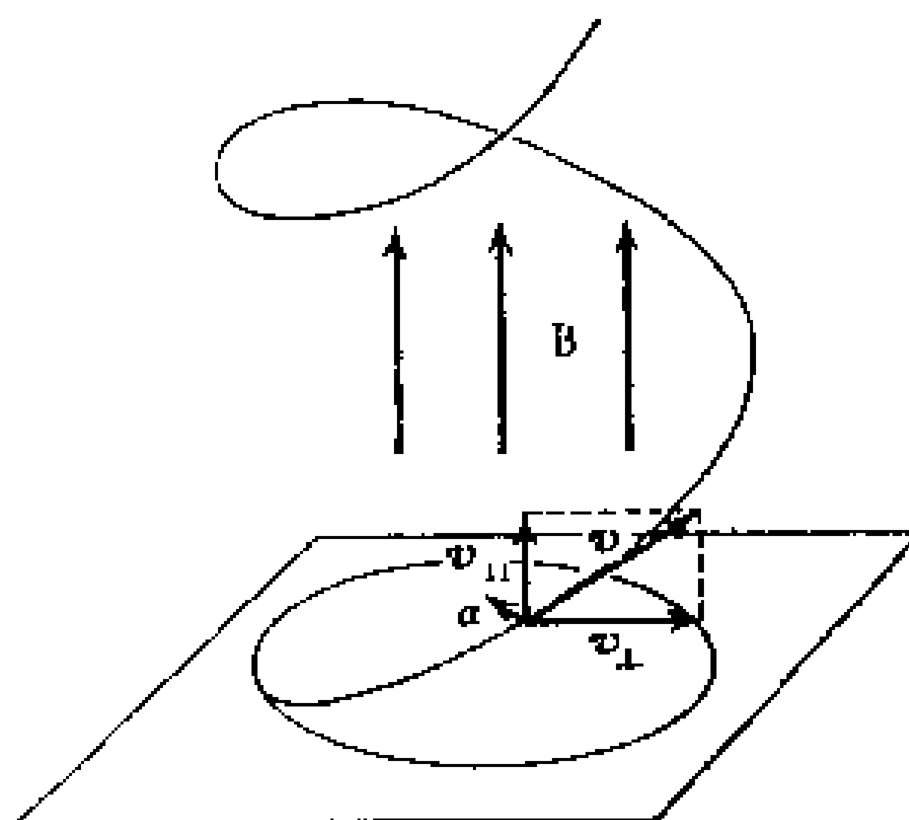


图 2.12 电子在均匀磁场中作螺旋运动

利用(2.71)式和(2.72)式，容易得到相对论性电子在磁场中作螺旋运动的辐射总功率为

$$P=\frac{dW}{dt}=\frac{2e^4}{3m_0^2c^5}\gamma^2 v_{\perp}^2 B^2 \tag{2.97}$$

利用电子的经典半径 $r_0=\frac{e^2}{m_0c^2}$，上式可化为

$$P = \frac{2}{3} r_0^2 c \gamma^2 \beta_\perp^2 B^2 \qquad (2.98)$$

该式表明，极端相对论性电子($\gamma >> 1$)的辐射总功率比非相对论电子辐射总功率((2.87)式)大得多.

若电子的速度分布为各向同性的，α 为螺距角，即 v 和 B 之夹角，对每一速率 β，求 $\beta_\perp^2$ 的平均值，得

$$\overline{\beta_\perp^2} = \frac{\beta^2}{4\pi} \int \sin^2\alpha d\Omega = \frac{2}{3} \beta^2$$

将其代入(2.98)式，得

$$P = \frac{4}{9} r_0^2 c \gamma^2 \beta^2 B^2 \qquad (2.99)$$

根据电子辐射功率(2.99)可以估计相对论电子的辐射寿命 t_{sy}，即能量为 E 的电子由于辐射失去大部分能量的时间是

$$t_{sy} = \frac{E}{P} \simeq 5 \times 10^8 / \gamma \beta^2 B^2 \sin^2\alpha \text{ (秒)} \qquad (2.100)$$

又由电子辐射的峰值频率 ν_m

$$\nu_m \simeq \nu_L \cdot \gamma^2 \sin\alpha \simeq 1 \times 10^7 B E_{\text{MeV}}^2 \sin\alpha \text{ 赫兹}$$

可将(2.100)式化为

$$t_{sy} = \frac{8.7 \times 10^{11}}{B^{3/2} \cdot \nu_m^{1/2} \cdot \sin^{3/2}\alpha} \text{ (秒)} \qquad (2.101)$$

天体物理中，已发现某些辐射源的年龄比电子寿命长得多，这表明源中存在某种连续产生高能电子的机制. 例如，蟹状星云中磁场约为 10^{-4} 高斯，对于辐射频率为 10^{18}Hz(X 射线)的相对论电子，其辐射寿命约为 20 年. 但我们知道蟹状星云是公元 1054 年超新星爆发的遗迹，至少已 900 多年了. 它的内部有“高能加速器”——脉冲星(PSR 0531 + 21).

II、同步辐射的角分布

这个问题在上述讨论相对论电子辐射时已作了讨论，此处仅给出结论．

1. 由于是极端相对论电子的辐射，辐射将集中于以速度 β 为轴线、半张角为 $\theta=\dfrac{1}{\gamma}$ 的狭小角锥之中，电子能量 γ 越大，角锥越小．

2. 由于电子是在磁场中被加速，速度将与加速度垂直，$\beta \perp \dot{\beta}$，所以辐射角的分布图形应由(2.81)式给出(参见图2.8)．

III．同步加速辐射的谱和谱指数

现在来分析同步加速辐射的谱．由图2.13可作数量级的估算．观测者将看到沿粒子运动路径上由点1至点2的脉冲，这些点是这样的，角宽为 $\sim\dfrac{1}{\gamma}$ 的锥包括观测者所在方向．沿此路径的距离 Δs 可由路径的曲率半径 a 加以计算，$a=\dfrac{\Delta s}{\Delta\theta}$．

由几何学可知 $\Delta\theta=\dfrac{2}{\gamma}$，因此 $\Delta s=\dfrac{2a}{\gamma}$，但是曲率半径又服从运动方程，即

$$\gamma m\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t}=\frac{e}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$$

因为 $|\Delta \boldsymbol{v}|=v\Delta\theta$，$\Delta s=v\Delta t$，于是有

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta s}=\frac{eB\sin\alpha}{\gamma mcv} \tag{2.102a}$$

$$a=\frac{v}{\omega_B\sin\alpha} \tag{2.102b}$$

应注意，该半径与投影在垂直于磁场的平面上的圆运动半径相差一个因子 $\sin\alpha$，因此 Δs 为

$$\Delta s\simeq\frac{2v}{\gamma\omega_B\sin\alpha} \tag{2.103}$$

粒子在时刻 t_1 和 t_2 通过点 1 和点 2，于是 $\Delta s = v(t_2 - t_1)$，则得

$$t_2 - t_1 \simeq \frac{2}{\gamma \omega_B \sin\alpha} \tag{2.104}$$

设 t_1' 和 t_2' 是由点 1 和点 2 发出的辐射到达观测点的时刻．$t_2' - t_1'$ 的差与 $t_2 - t_1$ 相比小一个量为 $\frac{\Delta s}{c}$，它是辐射运行一个距离 Δs 所需的时间，于是有

$$\Delta t' = t_2' - t_1' = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin\alpha}\left(1 - \frac{v}{c}\right) \tag{2.105}$$

显然可见 $\left(1 - \frac{v}{c}\right)$ 正是多普勒效应所致．由于 $\gamma >> 1$，于是有

$$1 - \frac{v}{c} \simeq \frac{1}{2\gamma^2}$$

因此

$$\Delta t' \simeq (\gamma^3 \omega_B \sin\alpha)^{-1} \tag{2.106}$$

由此可见，观测到脉冲的时间比回旋周期相差一个因子 γ^{-3}．该脉冲如图 2.14 所示．与此脉冲相对应的谱是很宽的 $\sim \frac{1}{\Delta t'}$．

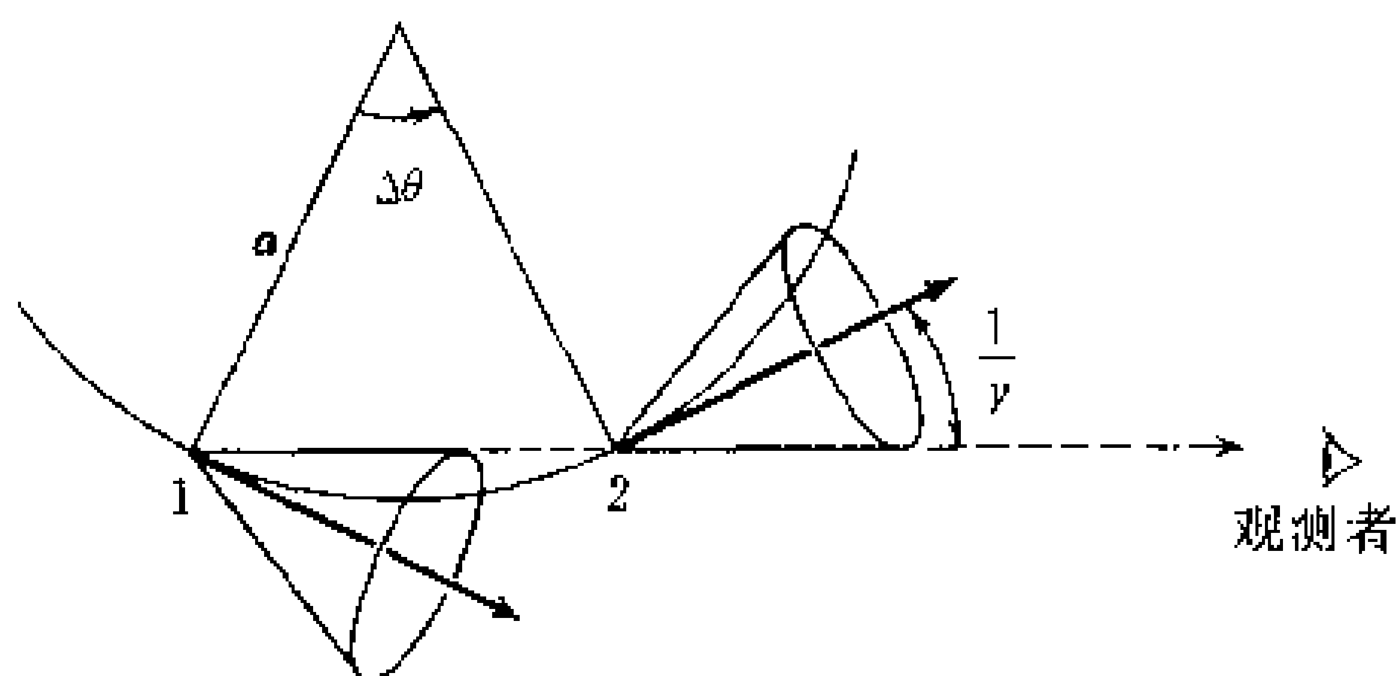


图 2.13　一个加速运动粒子在各点的发射锥

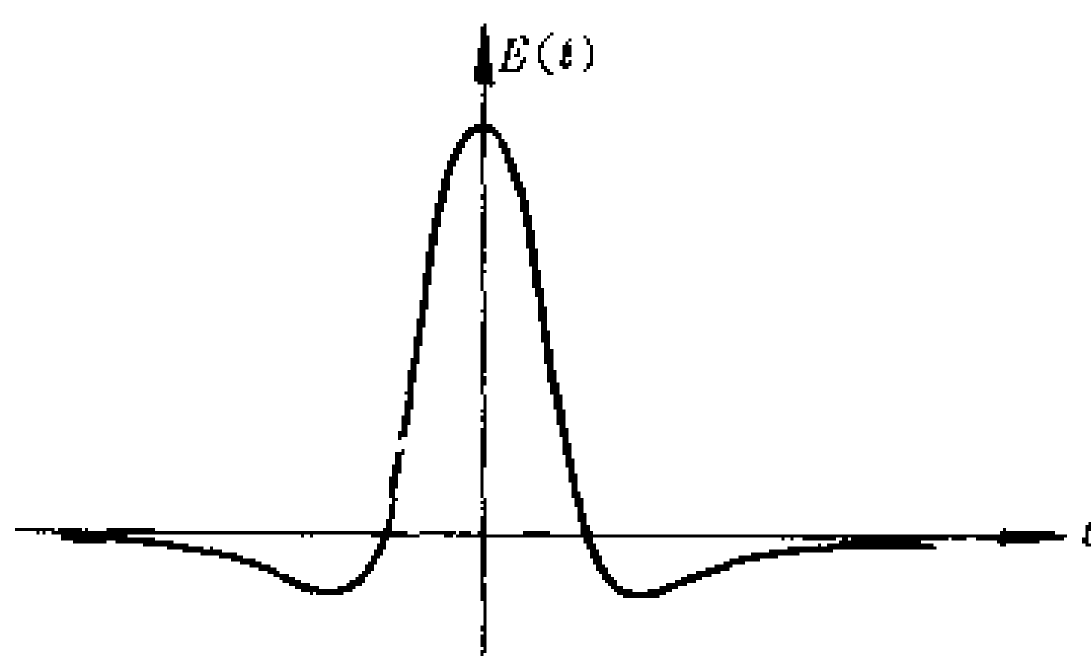


图 2.14 同步加速辐射脉冲的电场与时间的关系

假若我们定义一个临界频率

$$\omega_c \equiv \frac{3}{2}\gamma^3\omega_B\sin\alpha \tag{2.107a}$$

或者

$$\nu = \frac{3}{4\pi}\gamma^3\omega_B\sin\alpha \tag{2.107b}$$

我们可估计到这个辐射的谱将扩展到 ω_c 才明显降低．电场可通过 $\gamma\theta$ 的结合表为 θ 的函数，θ 是绕运动方向的极角．这是集束效应的表现．现在我们写出

$$E(t) \propto F(\gamma\theta)$$

其中 t 是观测者所在坐标系中测得的时间．当脉冲集中对向观测者时，我们令时间为零，路程长度为 s．用类似于求 Δs 的方法．可求得 $\theta \approx \frac{s}{a}$，$t \approx \frac{s}{v}\left(1-\frac{v}{c}\right)$．于是可求出 θ 和 t 的关系为

$$\gamma\theta \simeq 2\gamma(\gamma^2\omega_B\sin\alpha)t \propto \omega_c t$$

因此，我们可将电场写为与 t 有关的表达式为

$$E(t) \propto g(\omega_c t) \tag{2.108}$$

现在比例常数还不知道，它依赖除 t 之外的物理参数．这对导出

相对于频率 ω 的辐射谱已足够．电场 $E(t)$的傅立叶变换为

$$E(\omega)\propto\int_{-\infty}^{\infty}g(\omega_c t)e^{i\omega t}\,dt \tag{2.109}$$

改换积分变量为 $\xi=\omega_c t$，有

$$E(\omega)\propto\int_{-\infty}^{\infty}g(\xi)e^{i\omega\xi/\omega_c}\,d\xi \tag{2.110}$$

我们知道谱 $\dfrac{dW}{d\omega d\Omega}$ 正比于 $E(\omega)$的平方，即

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega}=\frac{c}{T}|E(\omega)|^2$$

对立体角积分并除以轨道周期，给出单位频率间隔对时间取平均的功率为

$$\frac{dW}{dtd\omega}=\frac{1}{T}\frac{dW}{d\omega}\equiv P(\omega)=C_1F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \tag{2.111}$$

其中 F 为无量纲的函数，C_1 是比例常数．

由前述的总功率表达式(2.98)，有

$$P=\frac{2e^4B^2\gamma^2\beta^2\sin^2\alpha}{3m_0^2c^3} \tag{2.112a}$$

和

$$\omega_c=\frac{3\gamma^2eB\sin\alpha}{2m_0c} \tag{2.112b}$$

利用这些表达式，可估算一下积分常数 C_1，因为有

$$P=\int_0^{\infty}P(\omega)d\omega=C_1\int_0^{\infty}F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)d\omega=C_1\omega_c\int_0^{\infty}F(x)dx$$

对于极端相对论电子，$\beta \approx 1$，每个电子单位频率间隔辐射的功率 $P(\omega)$ 为

$$P(\omega)=\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\frac{e^3 B\sin\alpha}{m_0 c^2}F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \tag{2.113}$$

对于两种极限情况，$F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$ 的渐近值可写为

$$F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)=0.256\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{\frac{1}{3}},\quad \omega \ll \omega_c \tag{2.114}$$

$$F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)=\frac{1}{16}\left(\frac{\pi\omega}{\omega_c}\right)^{\frac{1}{2}}\exp\left(-\frac{2\omega}{3\omega_c}\right),\quad \omega \gg \omega_c$$

峰值出现在 $\omega=0.5\,\omega_c$ 处，$F(0.5)=0.1$. 同步加速辐射的谱如图 2.15 所示.

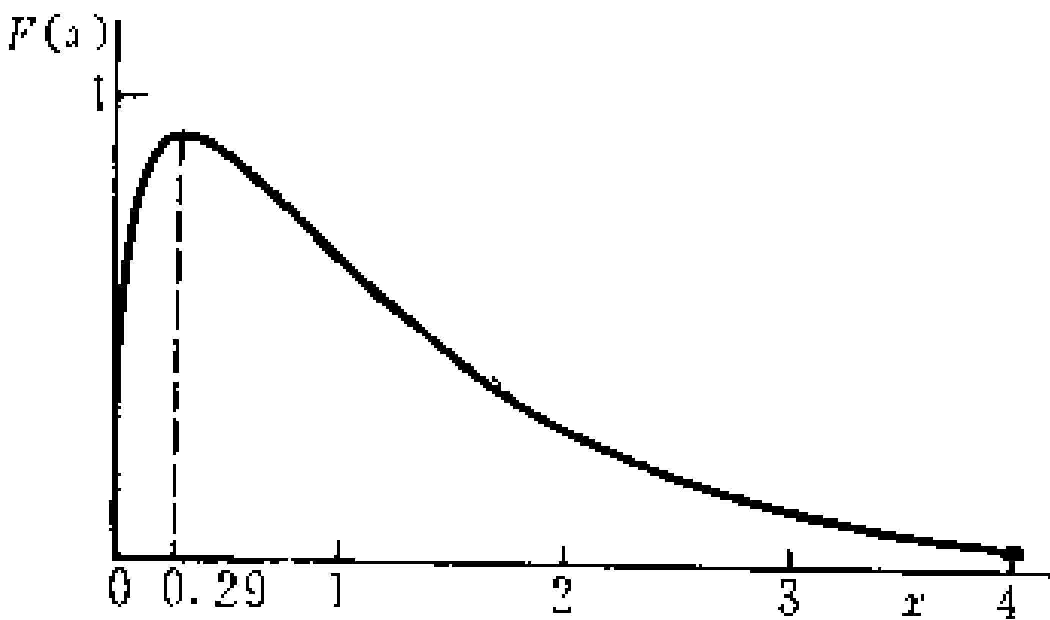


图 2.15 同步加速辐射谱

由同步加速辐射的谱可推出天体物理中常用到的重要结果——谱指数 α. 谱指数由下式定义为

$$P(\omega)\propto \omega^{-\alpha}$$

或者

$$P(\nu)\propto \nu^{-\alpha}$$

在 $\log P(\omega)-\log\omega$ 图上，这是一个负斜率.

对于能量为 E 和 $E+dE$间的相对论电子的分布近似地表为幂率分布

$$N(E)dE=CE^{-s}dE \qquad E_1<E<E_2$$

或者

$$N(\gamma)d\gamma=C\gamma^{-s}d\gamma \qquad \gamma_1<\gamma<\gamma_2$$

C 值随螺距角而改变. 总辐射功率由下式求得

$$P_{总}(\omega)=C\int_{\gamma_1}^{\gamma_2}P(\omega)\gamma^{-s}d\gamma\propto\int_{\gamma_1}^{\gamma_2}F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)\gamma^{-s}d\gamma$$

(2.115)

我们变换积分变量为 $x=\dfrac{\omega}{\omega_c}$，并注意 $\omega_c\propto\gamma^2$，于是

$$P_{总}(\omega)\propto\omega^{-(s-1)/2}\int_{x_1}^{x_2}F(x)x^{(s-3)/2}dx \qquad (2.116)$$

积分限 x_1 和 x_2 对应于 γ_1 和 γ_2，并依赖于 ω. 但是，如果能量范围相当宽，近似地取为 $x_1\approx0$、$x_2\approx\infty$，积分近似为常数. 在此情况下，则有

$$P_{总}(\omega)\propto\omega^{-(s-1)/2} \qquad (2.117)$$

因此，谱指数 α 与粒子分布指数 s 存在如下关系:

$$\alpha=\frac{s-1}{2} \qquad (2.118)$$

现在我们总结一下同步加速辐射的主要结果.

(1) 由单一辐射粒子的辐射的角分布位于半角等于螺距的角锥内（在 $\dfrac{1}{\gamma}$ 内）.

(2) 单个粒子的辐射谱可扩到 ω_c 的若干倍处. 确切地说，谱

分布只是 $\frac{\omega}{\omega_c}$ 的函数.

(3) 对于以幂率分布的粒子(能量为很宽的范围)，辐射的谱指数 $\alpha=\frac{s-1}{2}$.

3. 曲率辐射

本节一开始我们曾谈到，曲率辐射是相对论电子在很强的磁场中沿弯曲的磁力线运动时所产生的辐射. 由于磁场很强，任何横越磁力线的运动实际上不可能存在，电子只能沿磁力线运动. 在磁力线本身弯曲的情况下，相对论电子将获得～ $\frac{c^2}{\rho}$ 的法向加速度，ρ 是该点磁力线的曲率半径. 由于其瞬时运动情况相似于磁场中沿圆轨道运动的相对论电子，故其辐射行为也应与圆轨道电子的同步辐射相似，只需将公式中一些参数作适当改变即可. 同步辐射的基频可写为

$$\nu_0 \simeq \frac{c}{2\pi r_0}$$

与此类似，曲率辐射的基频可写为

$$\nu_0 \simeq \frac{c}{2\pi\rho}$$

同样因相对论集束效应，曲率辐射也集中于沿电子运动方向狭小角锥内，半张角为

$$\theta_{max} \simeq \frac{1}{\gamma}$$

曲率辐射中，特别值得提出的是相干曲率辐射. 设辐射源由 N 个粒子组成，若系统辐射强度 I_t 超过各单个粒子辐射强度之和，即

$$I_t > \sum_{j=1}^{N} I_j$$

则称这 N 个粒子的辐射是相干的，该源称为相干辐射源．相干辐射情况下的总辐射有可能达到非常大的强度，所以引起天体物理学的特别重视．例如，蟹状星云脉冲星（PSR 0531+21），其 X 射线和光学波段亮温度仅为 10^6 K，可射电辐射的亮温度 $T_B \sim 10^{24-25}$K，这很可能由相干辐射加以解释．

§2.5 逆康普顿散射（康普顿辐射）

当高能光子射到电子上，把动量传递给电子时，电子将加速而引起辐射．如果光子的能量 $h\nu$ 很小于电子静能 m_0c^2，电磁辐射能量很低，该过程称为汤姆孙（Thomson）散射；如果高频光子，则引起高能辐射，改称为康普顿（Compton）散射，但我们必须知道这两者的基本过程是完全相同的，我们在此谈的只是它们在数学处理上的差别，而这样做正是为了便于分析在不同能量范围内的极重要的物理研究．

1. 康普顿散射

逆康普顿效应是与康普顿效应相应的完全类似的效应，在这个效应中是高能粒子将动量传递给低能光子，给与它很大的动量和能量．除了观测它们的坐标系不同外，这两个过程是完全相似的．相对于高能粒子静止的观测者看来，逆康普顿效应就象是某种普通的康普顿散射过程．在他看来好象是高能光子被静止的带电粒子散射了．

正因为这种相似性，我们就只推导讨论康普顿效应所需要的表达式；然后根据坐标转换来讨论逆效应．首先要建立四个支配光子和粒子间相互作用的关系式．我们须要考虑的四个因素是：

(i) 质能守恒，可表示为

$$m_0c^2 + h\nu_i = \mathcal{E} + h\nu \tag{2.119}$$

这里 ν_i 及 ν 分别是碰撞前和碰撞后的辐射频率，m_0 是静质量，$\mathcal{E}$ 是反冲粒子的相对论性质量能量(见图 2.16)。

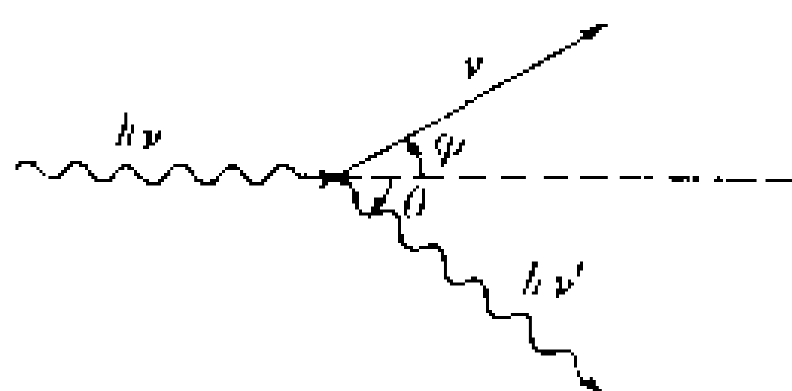


图 2.16 康普顿散射

(ii) $\mathcal{E}$ 与 m_0 之间的关系是

$$\mathcal{E} = m_0c^2/(1-\beta^2)^{1/2} = m_0c^2\gamma \tag{2.120}$$

(iii) 根据沿入射光子方向的动量守恒得到

$$\frac{h\nu_i}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\theta + m_0\gamma v\cos\varphi \tag{2.121}$$

(iv)相应的横向动量表达式为

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\theta - m_0\gamma v\sin\varphi \tag{2.122}$$

这样，我们就对四个未知量 v，ν，θ 和 φ 建立了四个方程式。解这四个方程可得出

$$\frac{c}{h}\left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu_i}\right) = \frac{1-\cos\theta}{m_0c} \quad 或 \ \nu = \frac{\nu_i}{1 + \dfrac{h\nu_i}{m_0c^2}(1-\cos\theta)} \tag{2.123}$$

取辐射长为 $\lambda_i = \dfrac{c}{\nu_i}$，$\lambda = \dfrac{c}{\nu}$，于是我们得到

$$\lambda - \lambda_i = 2\lambda_c\sin^2\frac{\theta}{2} \tag{2.124}$$

这里

$$\lambda_c \equiv \frac{h}{m_0c} \tag{2.125}$$

称为粒子的**康普顿波长**．对电子而言 $\lambda = 2.4 \times 10^{-2}$Å 或者 $\lambda_c = 2.4 \times 10^{-10}$cm，对可见光，当波长为 5000Å 时，波长变化仅为 0.05Å，可以忽略不计．但对于 X 射线区域，比如波长为 0.5Å，那末该效应相当于波长的百分之十．

(2.123)式中 θ 代表散射角，该式即康普顿散射公式．它表明散射光频率一般不同于入射光频率，即散射伴随着频率变化，且频率变化与 θ 有关．由(2.123)式可见，散射光子频率(能量)一般小于入射光子，亦即在碰撞中光子损失了能量，转移给了电子．

显然，当 $h\nu \ll m_0c^2$，则有 $\nu_s \simeq \nu$，这即回到了经典汤姆孙散射，汤姆孙散射截面 σ_t：

$$\sigma_t = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.652 \times 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$$

其中 $r_0 = \dfrac{e^2}{m_0c^2}$ 是电子的经典半径．有时理论讨论中常有“微分散射截面”的概念，记为 $\dfrac{d\sigma_t}{d\Omega}$，其定义为电子在单位时间沿给定方向单位立体角散射的能量与单位时间通过单位面积的入射波能量之比，即

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} \bigg/ S = \frac{r_0^2}{2}(1 + \cos^2\theta) \tag{2.126}$$

其中 $S = \dfrac{c}{4\pi} E^2$ 是入射波的能流．

在量子理论中，这些散射截面和微分散射截面的概念有了新的意义．把入射光和散射光分别看作光子流．散射截面即为

$$\sigma_T = \frac{P}{S} = \frac{n}{n_i} = \frac{\text{单位时间被散射光子数}}{\text{单位时间通过单位面积的入射光子数}}$$

同理，微分散射截面

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} \bigg/ S$$

反映了每个入射光子被散射到给定方向的单位立体角中去的几率大小.

量子力学的计算给出康普顿散射的微分截面公式为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{\nu}{\nu_i} \right)^2 \left(\frac{\nu_i}{\nu} + \frac{\nu}{\nu_i} - \sin^2\theta \right) \quad (2.127)$$

其中 ν_i 和 ν 分别代表入射光子和散射光子的频率，ν_i 和 ν 的关系由(2.123)式给出. θ 为散射角，r_0 为电子经典半径.

对 θ 积分，得到电子对光子的总散射截面为

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\Gamma}{\Gamma^3} \left[\frac{2\Gamma(1+\Gamma)}{1+2\Gamma} - \log(1+2\Gamma) \right] \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2\Gamma} \log(1+2\Gamma) - \frac{1+3\Gamma}{(1+2\Gamma)^2} \right\} \quad (2.128)$$

其中 Γ 是入射光子能量与电子静能之比，$\Gamma = \frac{h\nu}{m_0c^2}$. 该式称为克莱因－仁科(Klein－Nishina)公式. 当 $\Gamma \to \infty$ 时，$\sigma \to 0$，这表明当入射光子频率极高时，受到电子散射的几率极小. 当 $\Gamma \to 0$ 时，σ 又还原为汤姆孙散射截面 σ_T. 图 2.17 给出了两种截面的比较.

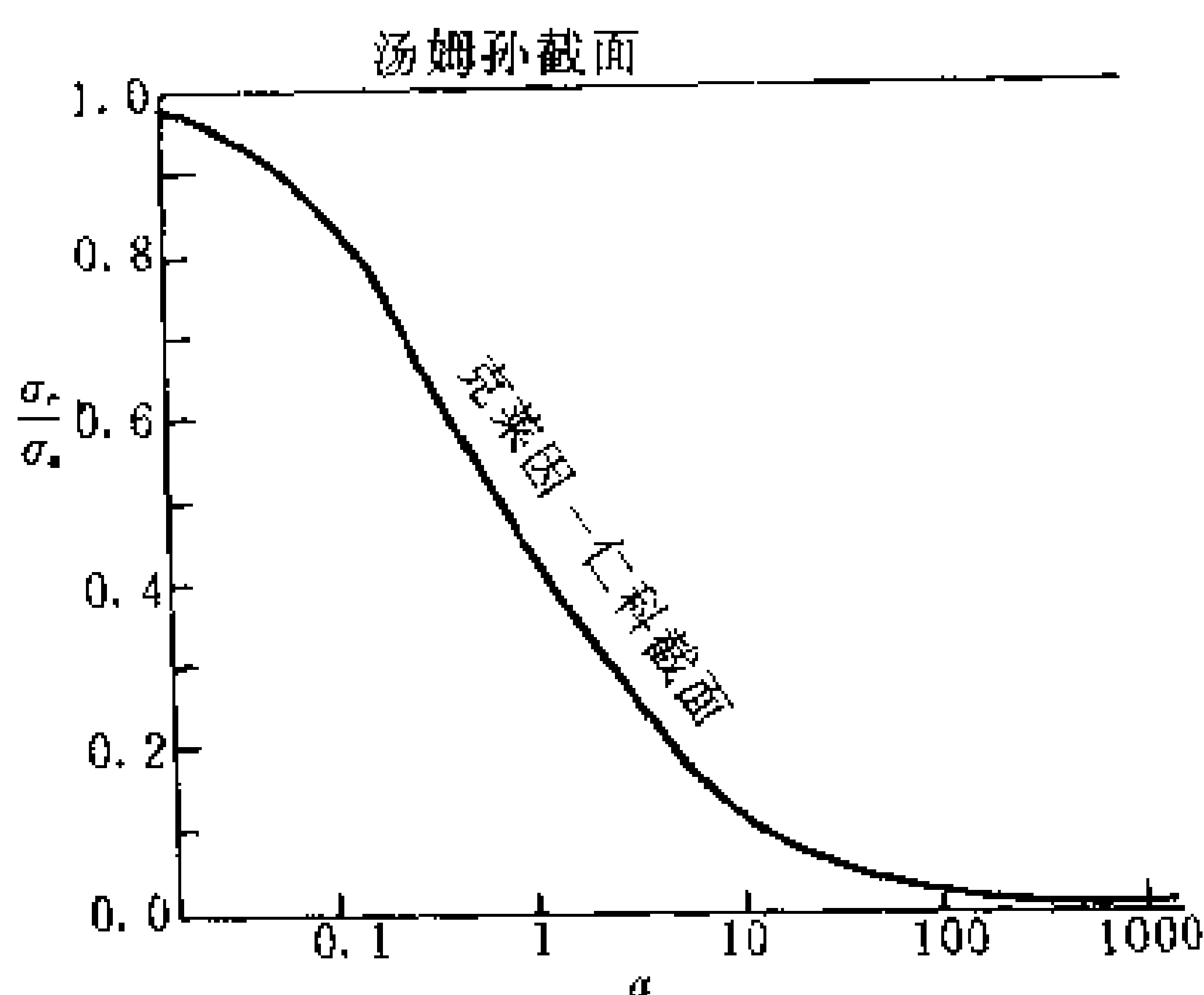


图 2.17 康普顿和汤姆孙散射截面的比较

2. 逆康普顿散射

康普顿散射是静止电子与光子的碰撞过程，当相对论电子和辐射场中光子碰撞时，也会引起辐射，这一辐射机制称为康普顿辐射，也称为逆康普顿散射．这一过程在天体物理中也很重要，特别在 X 射线和 γ 射线天文学中占有重要位置．

现在讨论一运动电子与光子的碰撞．与康普顿散射一样，先求散射光子频率 ν 与入射光子频率 ν_i 的关系．推导办法亦相同，即利用能量和动量守恒定律．但不同处是自由电子一开始就不是静止的．解决办法仍是通过洛仑兹变换，即先在与电子一起运动的“电子静止系”S'中观察电子与光子的碰撞，在这参考系中(2.123)式成立．再通过洛仑兹变换由 S'系回到实验室系 S，就可由(2.123)式导出在 S 系中 ν 和 ν_i 的关系．图 2.18 (a)、(b) 分别画出在实验室系 S 中以及在电子静止系 S'中的碰撞过程图．图 2.18(a)中，$h\nu_i$ 为入射光子能量，$h\nu$ 为反冲光子能量，ψ_i 为入射光子方向与电子速度方向之夹角，ψ 为反冲（散射）光子方向

与电子速度方向之夹角，$\theta=\psi_i+\psi$ 为入射光子与反冲光子方向间之夹角(即散射角)．图 2.18(b)中各符号的意义相同，只是加上“′”号，表示相应的量是在电子静止系 S'中测量的．

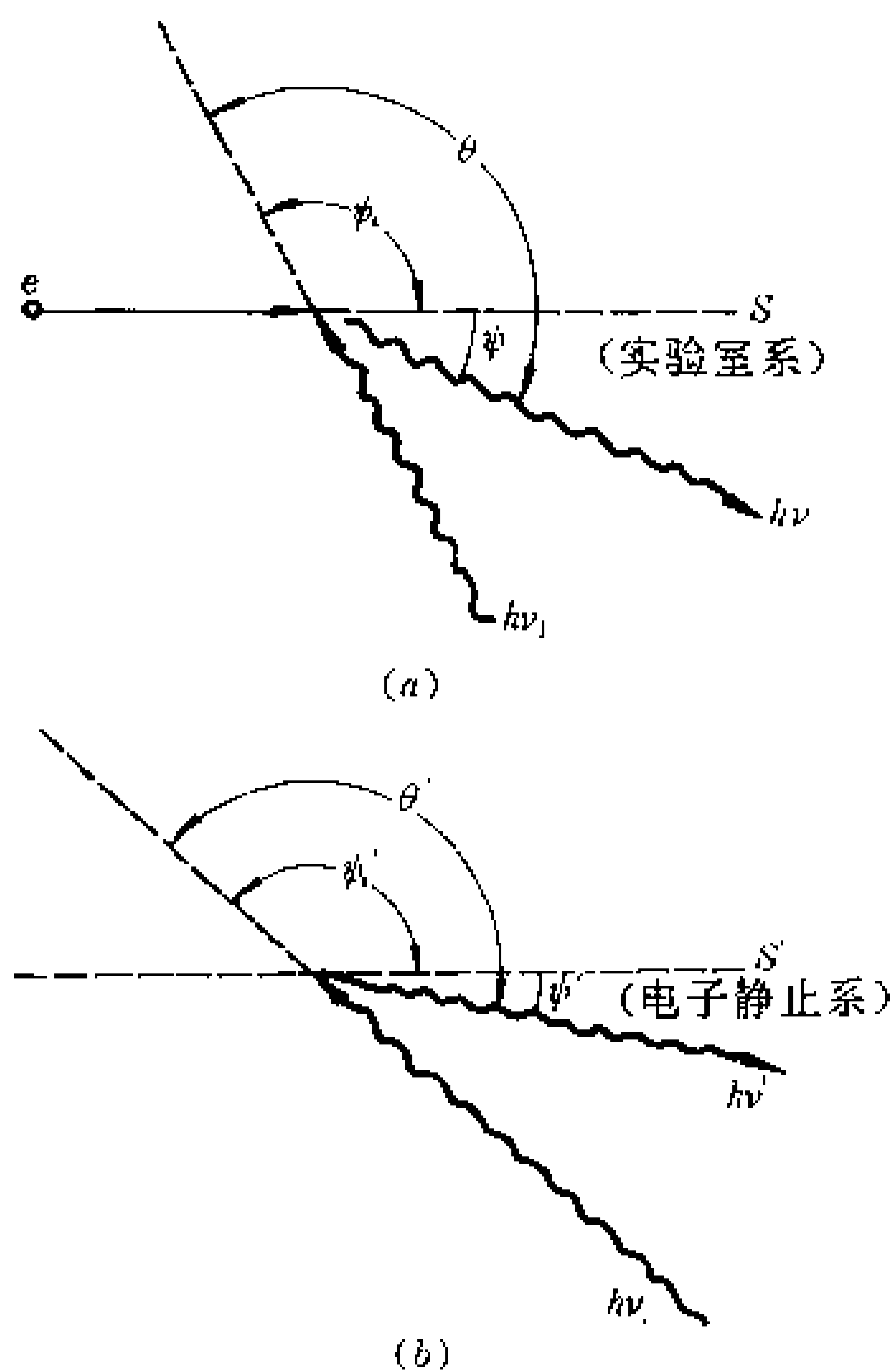


图 2.18 (a)实验室系 S，(b)电子静止系 S'中碰撞过程图

在静止系 S'中，康普顿公式成立，即

$$\nu'=\frac{\nu_i'}{1+\dfrac{h\nu_i'}{m_0c^2}(1-\cos\theta')} \tag{2.129}$$

要从 S'系回到 S系，利用相对论中常见公式：

$$h\nu_i'=\gamma h\nu_i(1-\beta\cos\psi_i) \quad (\text{由} S\rightarrow S')$$

$$h\nu = \gamma h\nu'(1+\beta\cos\psi') \qquad (由 S' \to S) \tag{2.130}$$

将(2.130)代入(2.129)，得到

$$h\nu = \frac{\gamma^2 h\nu_i(1-\beta\cos\psi_i)(1+\beta\cos\psi')}{1+\frac{\gamma h\nu_i}{m_0c^2}(1-\beta\cos\psi_i)(1-\cos\theta')} \tag{2.131}$$

此即在实验室系 S 中散射光频率 ν 与入射光频率 ν_i 之间的普遍关系式．可看作康普顿公式(2.123)在电子运动情况下的推广．在 S 系中，若电子静止、$\beta=0$，$\gamma=1$，则上式回到(2.123)式．若还满足 $h\nu_i \ll m_0c^2$，则得 $\nu \simeq \nu_i$，即回到经典汤姆孙散射情况．

逆康普顿散射，经深入分析还可导出如下结论．

(1) 在实验室系 S 中观察碰撞时，散射光子总是大体上沿着电子运动方向射出的，具有很强的方向性．

(2) 光子与相对论电子相碰后，光子能量有可能为原来的 γ^2 倍．这一结果(电子失去部分能量)与康普顿散射正好相反，故称为逆康普顿散射．

(3) 逆康普顿散射中电子散射的总功率为

$$P_{\text{Comp}} = \frac{32\pi}{9} r_0^2 c\, U_{\text{ph}}\gamma^2 \simeq 2.6\times 10^{-14} U_{\text{ph}}\gamma^2 \text{ 尔格/秒} \tag{2.132}$$

其中 U_{ph} 为辐射场的能密度．回忆电子同步辐射功率为

$$P_{\text{sy}} = 1.1\times 10^{-15}\gamma^2\beta^2B^2 \simeq 2.5\times 10^{-14} U_B\gamma^2 \text{ 尔格/秒}$$

其中 $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ 代表磁场能密度．可见电子的康普顿辐射和同步加速辐射功率公式很相似．两者之比为

$$\frac{P_{\text{Comp}}}{P_{\text{sy}}} \simeq \frac{U_{\text{ph}}}{U_B} \tag{2.133}$$

(4) 相对论电子和辐射场中各种方向入射光子碰撞后散射光

的谱分布，对于各向同性的辐射场，其结果为

$$P(\nu)=8\pi r_0^2 ch\int f(\nu/4\delta^2\nu_i)n_{ph}(\nu_i)d\nu_i \qquad (2.134)$$

其中

$$f(x)=\begin{cases} x+2x^2\log x+x^2-2x^3, & 0<x<1 \\ 0 & x>1 \end{cases}$$

n_{ph} 代表辐射场中单位体积中光子的数密度．

§2.6 韧致辐射

等离子体中的电子与离子发生近碰撞时，库仑力作用使得电子获得加速度，这时电子产生的辐射称为韧致辐射．对于无磁场的热等离子体，它是一种主要的辐射机制．韧致辐射一词是从德语中"制动辐射"（Braking radiation）而得名，有时亦称自由－自由连续辐射．在韧致辐射影响下，热等离子体逐渐冷却，它在天体物理中的作用如下表所示．此外，对 γ 射线连续辐射的解释也需要考虑韧致辐射．

表 2.1

辐射源	辐射频率范围	电子密度(厘米$^{-3}$)	温度(K)
太阳耀斑	射电、X射线	10^{10}	10^7
HII 区	射电	10—100	10^5
猎户星云	射电	700	10^4
天蝎座 X－1	光学、X射线	10^{16}	10^8
后发星团	X射线	10^{-3}	10^8

要全面地理解韧致辐射需要量子力学处理，因为辐射光子的能量常常是和电子的能量 m_ec^2 相比较的，即 $h\nu\simeq m_ec^2$（在

量子理论中，电子的韧致辐射称为自由－自由跃迁过程）．我们这里仍着重于经典理论分析，然后对经典理论作量子力学结果改正（冈特因子）．

应当指出，一般只讨论电子－离子碰撞产生的辐射，而不讨论电子－电子的碰撞．因为两个具有相同荷质比的粒子，不会产生偶极辐射．

1．单一速度电子的韧致辐射

设电子的运动速度足够高，以致认为它几乎作直线运动，这是小角度散射方法．这个近似并非必要，但它给出了简明而合适的方程．考虑电荷为 $-e$ 的电子通过电荷为 Ze 的离子，碰撞参数为 b，偶极矩 $\boldsymbol{d}=-e\boldsymbol{R}$，它的二阶导数为

$$\ddot{\boldsymbol{d}}=-e\ddot{\boldsymbol{R}}=-e\dot{\boldsymbol{v}} \tag{2.135}$$

此处 $\boldsymbol{v}$ 是电子的速度．将此方程作傅立叶变换，注意到 $\ddot{\boldsymbol{d}}$ 的傅氏变换为 $-\omega^2 d(\omega)$，由下式可见

$$\ddot{\boldsymbol{d}}(t)=-\int_{-\infty}^{\infty}\omega^2 d(\omega)e^{-i\omega t}d\omega$$

于是可得

$$-\omega^2 d(\omega)=-\frac{e}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\dot{v}e^{i\omega t}dt \tag{2.136}$$

很容易推出在高频和低频极限下 $d(\omega)$的近似形式．首先应指出，电子与离子的近距作用是在某一时间间隔内发生的，此时间称为碰撞时间，其量级为

$$\tau=\frac{b}{v} \tag{2.137}$$

对于 $\omega\tau\gg1$，(2.136)式中积分中的指数迅速振荡，积分值很小；对于 $\omega\tau\ll1$，指数值趋于1，于是，我们可写出：

$$d(\omega) \sim \begin{cases} \dfrac{e}{2\pi\omega^2}\Delta v, & \omega\tau \ll 1 \\ 0, & \omega\tau \gg 1 \end{cases} \tag{2.138}$$

此处 Δv 是电子在发生碰撞时，其速度的变化．由偶极辐射知道能谱为

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{c^3}\omega^4 |d(\omega)|^2 \sin^2\theta$$

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3}|d(\omega)|^2$$

将(2.138)式代入上式，则有

$$\frac{dW}{d\omega} = \begin{cases} \dfrac{2e^2}{3\pi c^3}|\Delta v|^2, & \omega\tau \ll 1 \\ 0, & \omega\tau \gg 1 \end{cases} \tag{2.139}$$

现在来计算 Δv．由于电子运动路径几乎是直线（图 2.19），速度的变化主要垂直于路径．因此我们可仅对垂直于路径的加速度分量积分即可

$$\Delta v = \frac{Ze^2}{m_e}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{b\,dt}{(b^2+v^2t^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{m_e b v}$$

因此，对小角度散射，由一次碰撞发出的辐射为

$$\frac{dW(b)}{d\omega} = \begin{cases} \dfrac{8Z^2e^6}{3\pi c^3 m_e^2 v^2 b^2}, & b \ll \dfrac{v}{\omega} \\ 0, & b \gg \dfrac{v}{\omega} \end{cases} \tag{2.140}$$

现在我们希望求离子数密度为 n_i 电子数密度为 n_e 的介质中总的辐射谱．显然，单位时间通过单位面积入射到一个离

子上的电子流可以简单地表示为 $n_e v$. 围绕一个离子的面积元为 $2\pi b db$. 于是、单位时间在单位体积内位于单位频率间隔内的总辐射为

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = n_e n_i 2\pi v \int_{b_{\min}}^{\infty} \frac{d\omega(b)}{d\omega} db \qquad (2.141)$$

此处 $b_{\min}$ 是碰撞参数的极小值，下面再讨论它的选取.

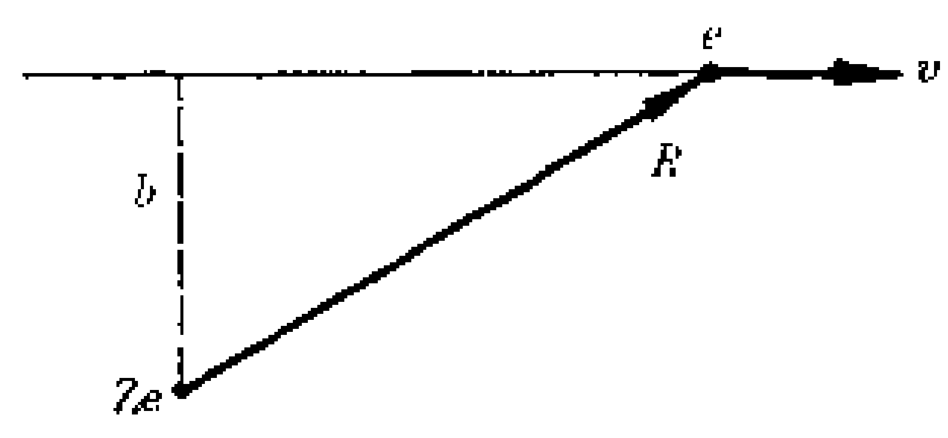


图 2.19 电荷为 e 的电子通过电荷为 Ze 的离子

乍看起来，近似式(2.140)式对计算(2.141)式的积分似乎不充分，此式积分需要在整个碰撞范围内的 $\frac{dW}{d\omega}$. 但是，可以证明，仅用它的低频渐近形式就能推出它的很好的近似表达式. 为了验证一下，将(2.140)式的 $b \ll \frac{v}{\omega}$ 的结果代入(2.141)式，于是给出

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b}$$

$$= \frac{16e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) \qquad (2.142)$$

此处 $b_{\max}$ 是 b 的某一值，即超过它以后则 $b \ll \frac{v}{\omega}$ 的渐近式则

不能用，对积分则无贡献．这个 b_{max} 是不确定的，但它的量级为 $\frac{v}{\omega}$，又因它出现在对数符号里边，因此它的值的精度不十分重要，我们为了简单，可取为

$$b_{max} = \frac{v}{\omega} \tag{2.143}$$

其误差很小．

决定 b_{min} 有两种方法．第一种方法不能应用直线近似的情况下，此时 $\Delta v \sim v$，可取为

$$b_{min}^{(1)} = \frac{4Ze^2}{\pi m_e v^2} \tag{2.144a}$$

第二种方法从量子力学考虑，由测不准关系，$\Delta x \Delta p \geqslant \hbar$，我们取 $\Delta x \sim b$ 和 $\Delta p \sim m_e v$，于是有

$$b_{min}^{(2)} = \frac{\hbar}{m_e v} \tag{2.144b}$$

当 $b_{min}^{(1)} \gg b_{min}^{(2)}$ 时，散射过程的经典描述正确，我们则选取 $b_{min} = b_{min}^{(1)}$；当 $\frac{1}{2} m_e v^2 \ll Z^2\,\mathrm{RY}$（$\mathrm{RY} = \frac{m_e e^2}{2\hbar^2}$ 是氢原子的里德伯能量），上述情况发生．但当 $b_{min}^{(1)} \ll b_{min}^{(2)}$ 时，或者 $\frac{1}{2} m_e v^2 \gg Z^2\mathrm{RY}$ 时，测不准关系起重要作用，此时经典计算不能用，而采用 $b_{min} = b_{min}^{(2)}$．

引入冈特因子可写出精确的结果，即

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}\,c^3 m_e v}\; n_e n_i Z^2 g_{ff}(v,\omega) \tag{2.145}$$

将(2.142)式与(2.145)式加以比较，由对数给出冈特因子为

$$g_{ff}(v,\omega)=\frac{\sqrt{3}}{\pi}\ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \qquad (2.146)$$

冈特因子是电子的能量和辐射频率的一确定的函数，由文献可查到(Karzas, W. & Latter, R., 1961, Astrophy. J. Suppl. 6, 167).

2. 热轫致辐射

天体物理中最有兴趣的是将上述公式用于热轫致辐射，即将上述单一速度的表达式对粒子的热运动分布取平均. 粒子的速度为 v 位于 d^3V 内的几率 dP 为

$$dP\propto e^{-E/kT}d^3v=\exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)d^3v$$

由于 $d^3v=4\pi v^2dv$ (对于速度为各向同性的分布)，一个粒子速度位于 dv 范围的几率为

$$dP\propto v^2\exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)dv \qquad (2.147)$$

我们现在要对该函数积分(2.145)式，积分限如何选取呢？首先我们猜想，$0\leqslant v\leqslant\infty$. 在频率 ν 处，入射粒子的速度至少要满足如下关系式：

$$h\nu\leqslant\frac{1}{2}m_e v^2$$

否则，能量为 $h\nu$ 的光子不会产生. 对电子速度的积分下限的这一截止值称为光子离散效应. 完成该积分写为如下式：

$$\frac{dW(T,\omega)}{dVdtd\omega}=\frac{\int_{v_{min}}^{\infty}\frac{dW(v,\omega)}{dVdtd\omega}v^2\exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)dv}{\int_0^{\infty}v^2\exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)dv}$$

其中 $v_{min}=(2h\nu/m_e)^{1/2}$，再利用 $d\omega=2\pi d\nu$，可得

$$\frac{dW}{dVdtd\omega}=\frac{2^5\pi e^6}{3m_ec^3}\left(\frac{2\pi}{3km_e}\right)^{\frac{1}{2}}T^{-\frac{1}{2}}Z^2n_en_ie^{-h\nu/kT}g_{ff}$$

(2.148a)

用 CGS 单位，得单色发射率为(尔格·秒$^{-1}$·厘米$^{-3}$赫$^{-1}$)：

$$\varepsilon_{ff}(\nu)\equiv\frac{dW}{dVd\nu dt}=6.8\times10^{-38}Z^2n_en_iT^{-\frac{1}{2}}e^{-h\nu/kT}\bar{g}_{ff}$$

(2.148b)

此处 $\bar{g}_{ff}(T,\nu)$是经速度求平均的冈特因子．$T^{-\frac{1}{2}}$ 的出现是因为 $dW/dVdtd\omega\propto v^{-1}$，而$\langle v\rangle\propto T^{\frac{1}{2}}$．因子 $e^{-h\nu/kT}$ 是由于积分下限取截止值而引入的．

热韧致辐射每单位体积的总功率可将(2.148)式对频率加以积分而求得为

$$\frac{dW}{dtdV}=\left(\frac{2\pi kT}{3m_e}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{2^5e^6}{3hm_ec^3}Z^2n_en_i\bar{g}_B \quad (2.149a)$$

仍用 CGS 单位，得发射率为

$$\varepsilon_{ff}=\frac{dW}{dtdV}=1.4\times10^{-27}T^{-\frac{1}{2}}n_en_iZ^2\bar{g}_B \quad (2.149b)$$

此处 $\bar{g}_B(T)$是对速度取平均后再对频率取平均的冈特因子，它的数值介于1.1到1.5之间，若取 1.2 则有 20% 的误差，即 $\bar{g}_B(T)=1.2\pm0.10$．

为求得非热韧致辐射的有关公式，那需要知道电子的真实的分布，然后将单一速度电子的辐射对整个分布求积分平均，同样亦需要有相应的冈特因子．

顺便指出，由热韧致辐射可以利用基尔霍夫定律求出热韧致

吸收，即

$$j_\nu^{ff} = \alpha_\nu^{ff} B_\nu(T)$$

此处 α^{ff} 是轫致（自由－自由）吸收系数，$\frac{dW}{dVdtd\omega} = 4\pi j_\nu^{ff}$，于是得

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4e^6}{3m_e hc}\left(\frac{2\pi}{3km_e}\right)^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i \nu^{-3}(1-e^{-h\nu/kT})g_{ff}$$

(2.150)

§2.7 切仑柯夫辐射

我们知道，真空中作等速运动的带电粒子不会产生辐射．然而当带电粒子在介质中运动时，只要其速度大于该介质中光的相速，就会产生一种特殊的辐射．这种由“超光速”带电粒子引起的过程称为切仑柯夫(Cherenkov)辐射．它是1934年苏联物理学家切仑柯夫首先在液体介质中发现的．

乍看起来，等速粒子会产生辐射，这似乎与经典理论矛盾．实际上，这种辐射并不是直接由运动粒子本身发出的，而是由于组成介质的原子、分子中的电子在这个“超光速”的粒子的场的作用下加速，而发出次波；这些次波互相干涉的结果，可以产生辐射电磁场．

例如，一个以 $v=0.8c$ 的速度进入某种介质的带电粒子，设介质的折射率 $n=1.4$，介质中的光速 $u=\frac{c}{n}\sim 0.7c$，所以 $v>u$，该粒子可看成是“超光速”运动了．

当介质中辐射传播的速度小于粒子的传播速度时，因而粒子产生的电场对介质中的原子来说是突然的，在受干扰的原子

所在处产生了随时间快速变化的电场，这正是引起电子产生辐射的条件．此条件归结为

$$n^2 > \left(\frac{c}{v}\right)^2 = \frac{1}{\beta^2} \tag{2.151}$$

图2.20给出了切仑柯夫辐射的图景．它类似于快速小艇后的尾浪，或者超音速飞机形成的激波．由于电磁波速小于粒子速度，从而粒子产生的电场不可能出现在粒子的前方，而是集中在粒子后方的一个圆锥形区域内，粒子位于锥顶上，而圆锥面正是粒子在轨道上各点发出的波的包络面，也就是 t 时刻的波前．粒子的运动方向为 $\boldsymbol{v}$，辐射沿波前法线方向 $\boldsymbol{u}$ 传播（图2.20（b）），即沿箭头指示方向传播辐射．辐射方向和粒子运动方向之夹角 θ_c 由下式给出：

$$\cos\theta_c = \frac{u}{v} = \frac{c}{nv} \tag{2.152}$$

也就是锥面的半张角 θ_t 是 $\sin\theta_t = \frac{c}{nv}$．因此，粒子速度 v 越大，锥面越尖锐，而辐射偏离粒子速度方向越大．θ_c 称为切仑柯夫角．

由于介质折射率与频率有关，即 $n=n(\omega)$．因此有 $\theta_c=\theta_c(\omega)$．

既然切仑柯夫辐射实质上是介质中大量粒子的集体效应，因此从理论上讨论这一现象时，最方便的办法是用介电常数 ε 和磁导率 μ 这样一些宏观物理量描写介质的性质．通过分析可求得切仑柯夫辐射的谱分布为

$$P(\omega) = \frac{W(\omega)}{2T} = \frac{\beta^2 q\omega}{c}\left(1 - \frac{1}{n^2(\omega)\beta^2}\right) \tag{2.153}$$

此处 q 为电量，$\beta=\frac{v}{c}$．考虑到介质色散，$n=n(\omega)$，切仑柯夫辐射角θ_c满足以下关系式：

$$\cos\theta_c(\omega)=\frac{1}{n(\omega)\beta}$$

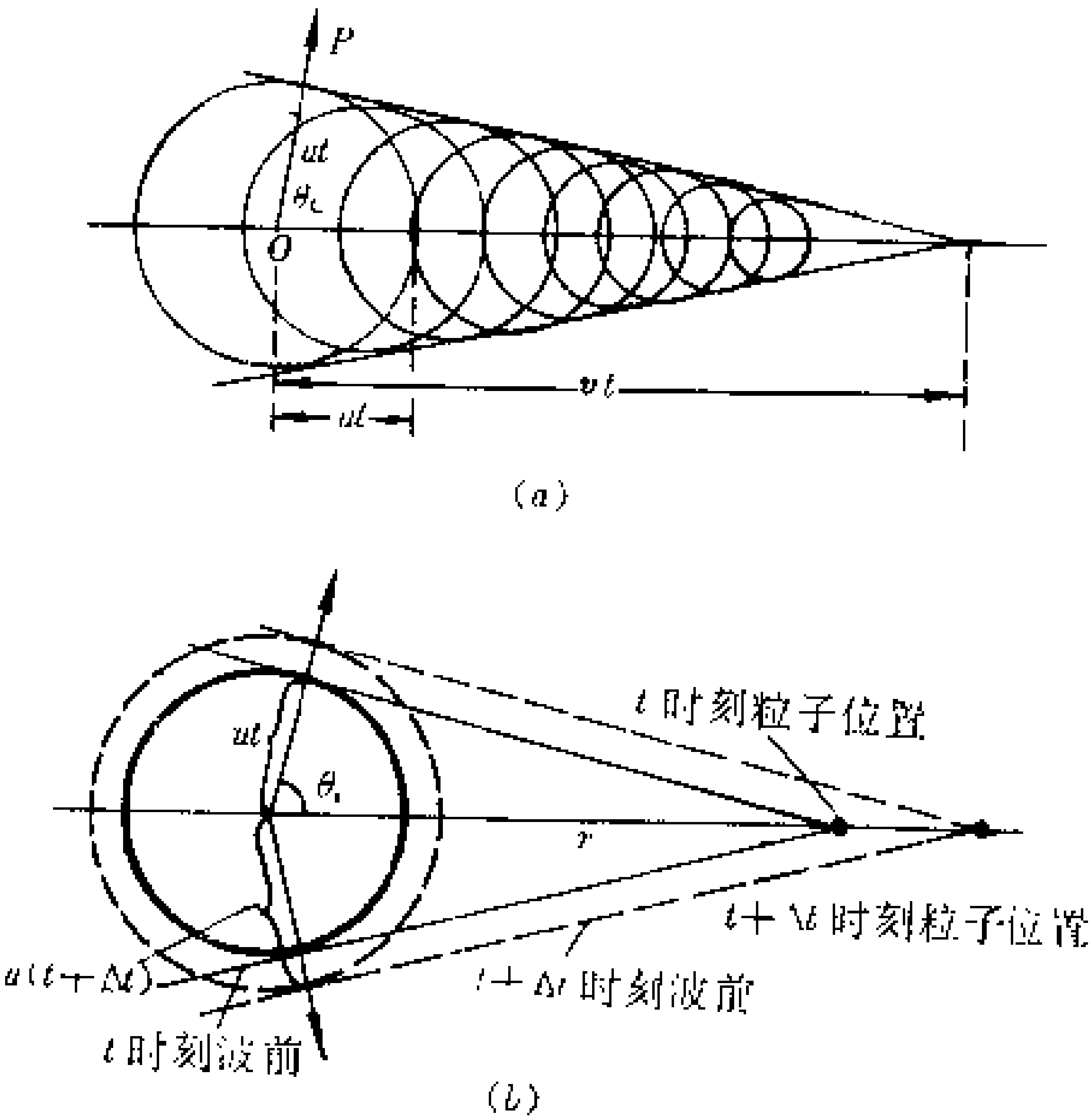


图2.20　切仑柯夫辐射

近来，切仑柯夫线状发射用于解释活动星系核和类星体的光谱得到与观测结果较好的符合[27]．这说明切仑柯夫辐射是相对论电子产生原子发射线的主要机制．

第三章　天体物理观测方法和天体参数的测定

我们建立理论时所依据的观测，不是拐杖而是支柱．恒星演化理论要在正确的道路上前进，就必须先树立这根支柱．

——史瓦西：《恒星的结构和演化》1958

§3.1　获得天体信息的渠道

现在已经知道存在着四条完全互不相同的渠道，遥远的宇宙中的信息就是通过这些渠道传到我们这儿来的．它们是：

1．电磁辐射

目前绝大部分天文资料都是通过这一渠道得到的，包括从波长最短的 γ 射线（$\lambda < 0.01$Å）到 X 射线（0.01 — 100Å）、紫外线（100 — 4000Å）、可见光（4000 — 7000Å）、红外线（7000Å — 1mm）以至射电波（1mm — 30m）．其中历史最长的是光学波段，以 19 世纪中叶开始建立的分光学、光度学和照相术，主要都用于此波段．到20世纪40年代诞生了射电天文学．1946 年开始使用高空火箭，1957 年人造卫星上天以及以后的各种空间飞行器的发射成功才陆续出现了 γ 射线天文、X 射线天文和紫外天文等．红外天文虽然在 19 世纪 40 年代提出过，但只是到 20 世纪 60 年代才真正发展起来．因此，就我们的主观经验来看，电磁相互作用扮演着最重要的角色，电磁辐射是极其可贵的．

2. 宇宙线

来自宇宙空间的由各种高能粒子形成的射流称为宇宙线．主要包括有质子(氢原子核)，α 粒子(氦原子核)和少量其它各种原子核、以及电子、中微子和高能光子(X 射线与 γ 射线)．目前观测到能量极高的粒子其能量高达 10^{20}eV 以上．分析表明银河系内恒星所发射的粒子只占银河系宇宙线的一小部分．银河系宇宙线应来源于比恒星活动更剧烈得多的爆发过程．能量高于 10^{17}eV 的粒子主要来自银河系外．

3. 中微子

中微子是 1932 年泡利(Pauli)在研究原子核的 β 衰变时，从理论上提出来的一种基本粒子．据他分析，这种粒子不带电、静止质量为零，因而以光速传播．到 1956 年有了原子核反应堆后，人们才在实验中观测到它．理论上曾预言可能有三种不同类型的中微子存在．1989 年 10 月实验高能物理得到了与理论预言一致的证据，所以现在人们都相信确有三种中微子存在，即电子中微子 ν_e、μ 子中微子 ν_μ，及 τ 子中微子 ν_τ，以及它们的反粒子 $\bar{\nu}_e$，$\bar{\nu}_\mu$，$\bar{\nu}_\tau$．1980 年以来从理论上和少量实验表明，中微子可能具有静止质量．即使它的静止质量很小，它在宇宙学中也将起举足轻重的作用(见第九章)．

中微子的最著特点是与一般物质的相互作用极弱．除某些特殊情况外，在恒星内部产生的中微子可以不受阻碍地跑出来，因而可以直接带出恒星内部的信息．也正因为与一般物质相互作用小，宇宙早期产生的中微子可以保留最丰富的宇宙信息．可以把宇宙早期的中微子看作是"宇宙化石"之一．近年来在理论上开辟了一个新的天文分支叫中微子天文学，它研究在天体物理中产生中微子的过程以及这些过程对天体结构演化的影响．

我们知道，有的天体不仅发射光，也发射中微子，像超新星

爆发，它主要发射中微子．当1987年2月23日大麦云中的超新星SN1987A爆发时，的确观测到了它发射的中微子．日本神冈、美国IMB等观测站，接收到了来自大麦云超新星的中微子信号．这件事已经成了河外中微子天文学诞生的标志．

从中微子天文学中，人们可以获得许多光学望远镜不能得到的知识．用中微子天文学可以研究超新星内部的坍缩．因为中微子是弱作用粒子，它有极强的穿透本领．这些中微子携带着丰富的有关星体核心的信息．

利用接收到的来自超新星SN1987A的中微子，就可以推知超新星核心引力坍缩后的温度．其方法和光学天体物理相同．根据星光的颜色，可推得星体的温度．所谓颜色，就是光子的平均能量．因此，根据中微子的平均能量(4MeV)，就可推出相应的温度，即约为100亿度以上．这完全符合关于引力坍缩的理论推断，这是中微子天文学上第一项成就．关于太阳中微子参看第§4.2节．最近的文献中[13.5]称中微子天体物理是天文学和粒子物理学两者的得力助手．

4. 引力波

以波动形式和光速传递的引力场．这是爱因斯坦1916年最早提出来的．他预言加速的质量可以有引力波存在，但当时他提出的引力波与坐标选取有关，即在某一参考系有引力波存在，换一个参考系可能就没有了．因而包括爱因斯坦本人在内大多数人都对引力波的实在性持怀疑态度．1956年皮拉尼提出了一个与坐标无关的引力波的定义．1957年邦迪从理论上对平面引力波的存在作了证明．1959年邦迪(Bondi)、皮拉尼(Pirani)和罗宾森(Robinson)更进一步证明，静止物体在引力波脉冲作用下会产生运动，这间接证明了引力波携带能量，因而可以被探测．

引力波的主要性质有：

(1) 在真空中以光速传播．

(2) 携带能量和与波源有关的信息.

(3) 是横波，在远源处为平面波.

(4) 最低次为四极辐射.

(5) 辐射强度极弱(如两个质子组成的旋转体系辐射的引力波强度只有它辐射的电磁波的 $1/10^{37}$).

(6) 物质对引力波吸收效率极低，如：几乎可以无阻碍地透过地球.

(7) 偏振特性为两个独立的偏振态.

地面上测量已进行了30多年，美国、苏联、德国以及我国等十多个小组在进行工作. 基本上都是采用与美国马里兰大学韦伯(Weber)相类似的装置、采用大质量、高品质因素的棒形材料作天线，将天线棒放置在排除声、电、机械干扰的低温的隔离环境中. 当它接受引力波时，引起四极受迫运动. 但除了韦伯宣称可能检测到了引力波信号外，都没有得到肯定的结果. 直到1989年仍未得到任何有关引力波的直接证据. 最有力的一个间接证明是1979年J. H. 泰勒(Tayler)对射电脉冲双星PSR1913+16的观测，该双星被认为是典型的引力波辐射源. 由于引力辐射，它们的公转周期会发生改变，1978年11月测得的公转周期为 $P_b=27906.98172\pm0.00005$ 秒，周期变化值为 $\frac{dP_b}{dt}=(-3.2\pm0.6)\times10^{-12}$，这与用广义相对论按引力辐射计算造成的变率 $\frac{dP}{dt}=-2.6\times10^{-12}$ 在20%的误差范围内是一致的.

所以我们很可能已经处于重大发现的边缘，这类发现肯定会给天文学带来深远的影响.

显然，如果技术还没有发展到能够探测出为我们传递全部信息的四种主要媒介，天文学就不能算完满无缺. 在这一天到来之前，天体物理学的理论很有可能仍有片面性.

以下我们介绍的天文观测方法，主要基于电磁波段，这里有两方面任务．一是如何收集并接受这些辐射，二是对其作分析处理，以便得到天体内部的各种信息．

§3.2 信息的收集和观测视野的扩展

电磁波是获取天体物理的主要渠道．我们常用波长、频率或光子能量来描述电磁波（图 3.1）．

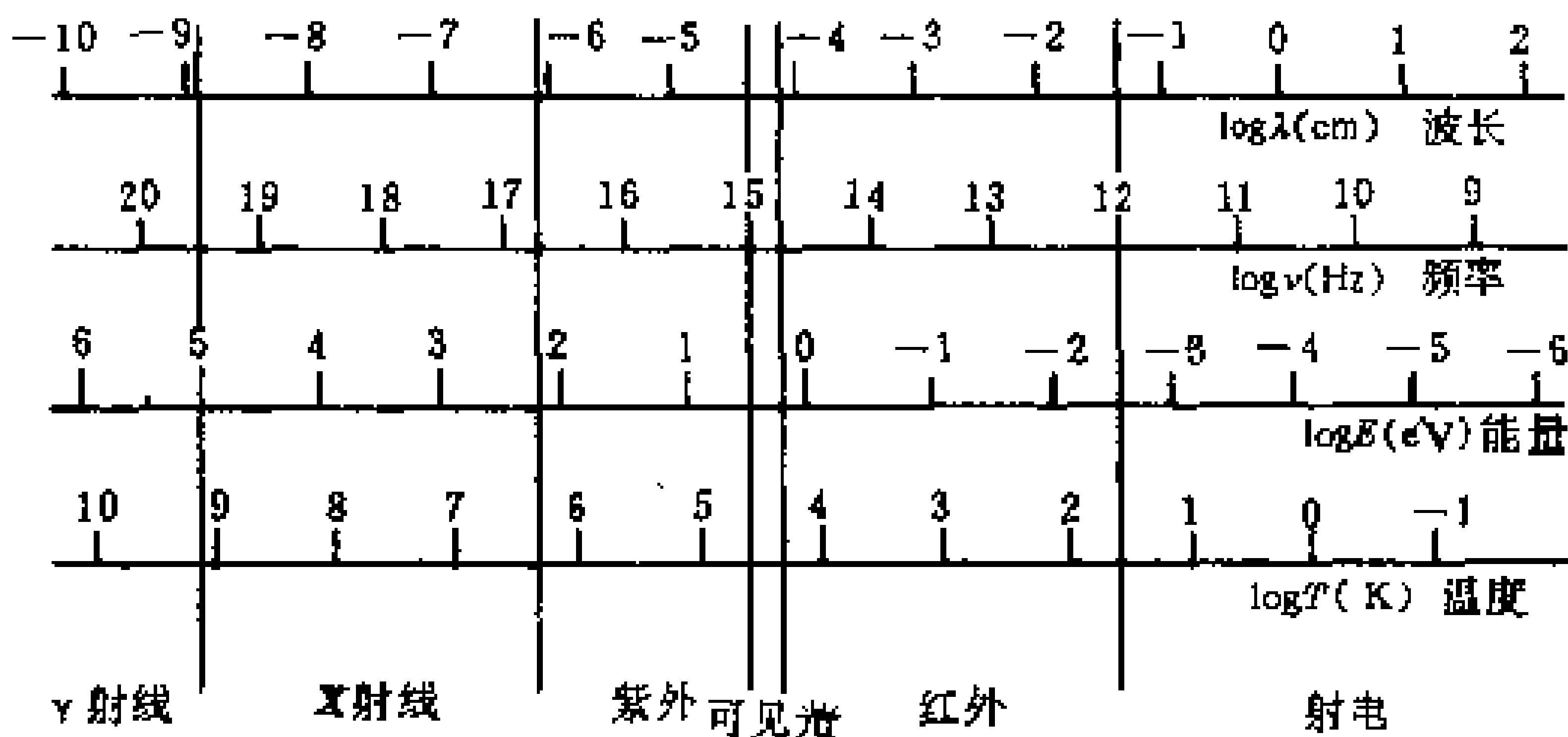


图 3.1 电磁波谱

图 3.2 描述了获得电磁波信息的发展进程．显然地球的大气吸收的影响是很明显的．它是随着科学技术的发展而逐步加以克服．由此可见，到 70 年代随着 γ 射线天文学的发展，现代天文学已成为全波段天文学．这种波谱范围的扩展的最重要的意义是给出了某一天体的完整的图象，不同波段的光子的发射起因和物理条件是不同的，图 3.3 是仙女大星云（M31）在四个波段的观测图象．当然为了进行各种波段的比较，我们需要角分辨率或灵敏度在各种波段观测能加以比较，图 3.4 表示了各波段接收信息灵敏度的比较．图中横坐标是频率的对数．纵坐标是 $\log\nu F_\nu$ [瓦/米^2]．可见光从肉眼观测、经伽利略望远镜到帕洛玛五米

望远镜，直到1990年的空间望远镜的发展过程可一目了然．它提高了8至9个量级！图中给出了三个天体（蟹状星云，3C 273，和在更遥远距离的类似类星体 $z=4$ 的3C 273）的测量结果．

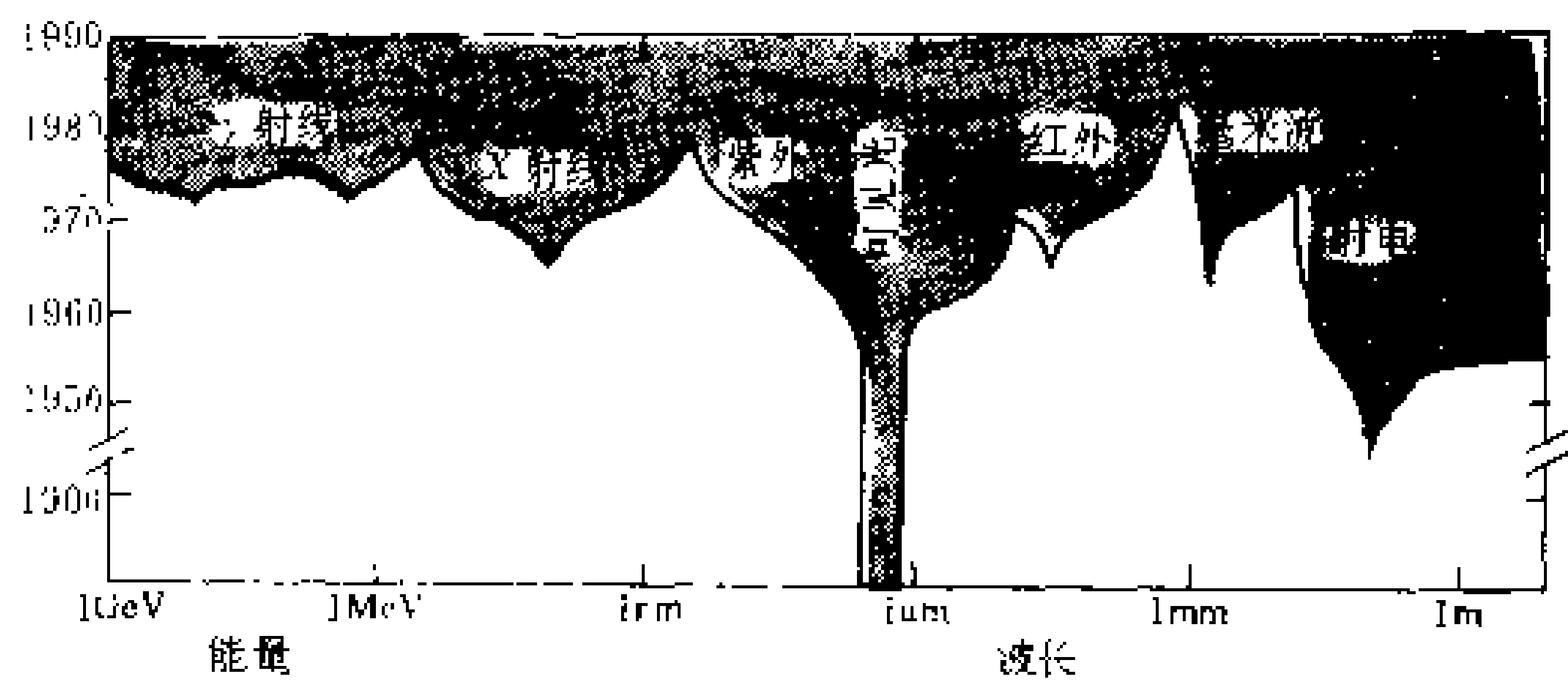


图3.2 电磁波段被观测的发展进程

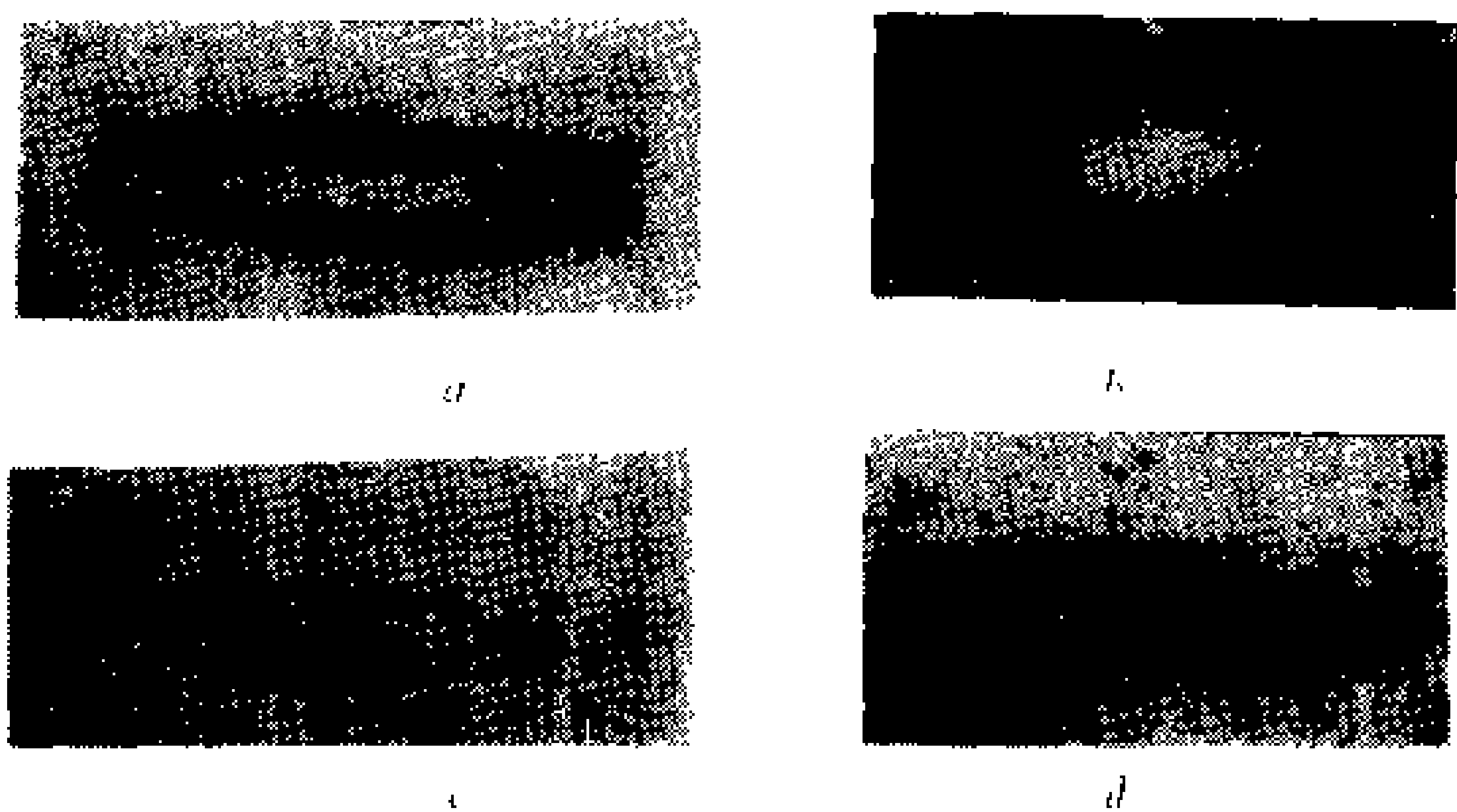


图3.3 仙女大星云（M31）在四个波段的观测．(a) 21厘米氢线；(b) $\lambda=60\mu m$ 红外观测，(c) 可见光4000Å；(d) 紫外2030Å

由于仪器在单位时间内所接收的光子数取决于所用仪器的面积．望远镜在收集电磁波的信息中起两种作用：收集辐射和成像（角分辨）．望远镜主要受到机械和热辐射的限制，但在稳步发展（图3.5），口径越来越大．望远镜的口径（以米为单位）的加大当然也与波段有关（图3.6）．

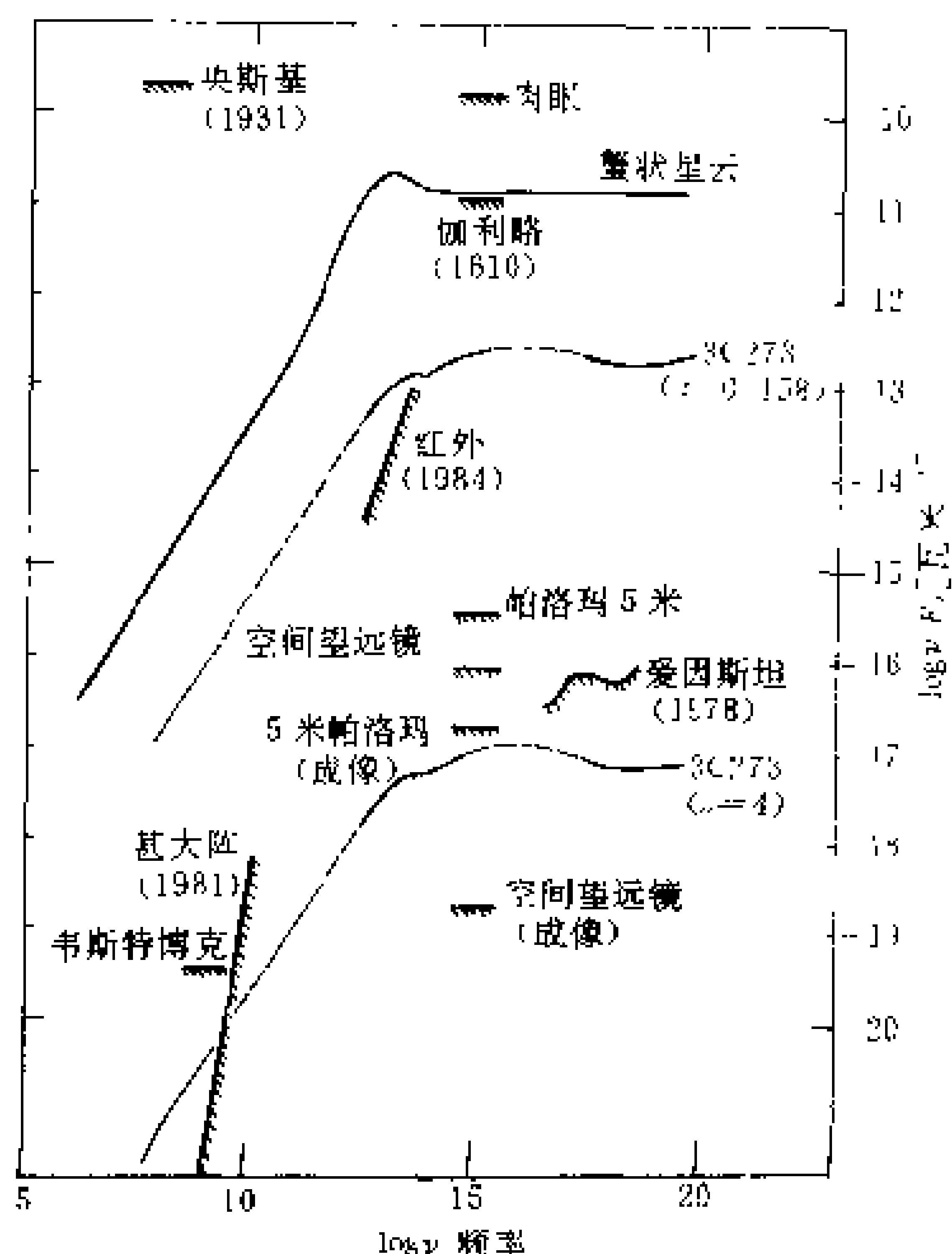


图 3.4 各种天文仪器灵敏度

毫不夸张地说，天体物理首先是建立于天体分光学的基础之上．天体的物质的化学组成和同位素成分，速度场，湍动，温度，压力，磁场和引力，都由天体分光学推出．因此天体物理学家花大力气发展光谱分析技术(图 3.7)．

光谱的分辨本领可定义为 $\lambda/\Delta\lambda$，即能分辨来自两个不同频率(或波长)辐射的能力，分辨本领原则上仅依赖于分析光子所用的摄谱仪．实际上它还与接收到光子的数目以及辐射探测器的灵敏度有关．

现今光谱观测已发展到能观测同时辐射的某些特征．例如，快速分光和测光观测，能获得在非常短的时间间隔的连续的光谱(太阳耀斑，爆发变星，吸积，X 射线源等现象)．

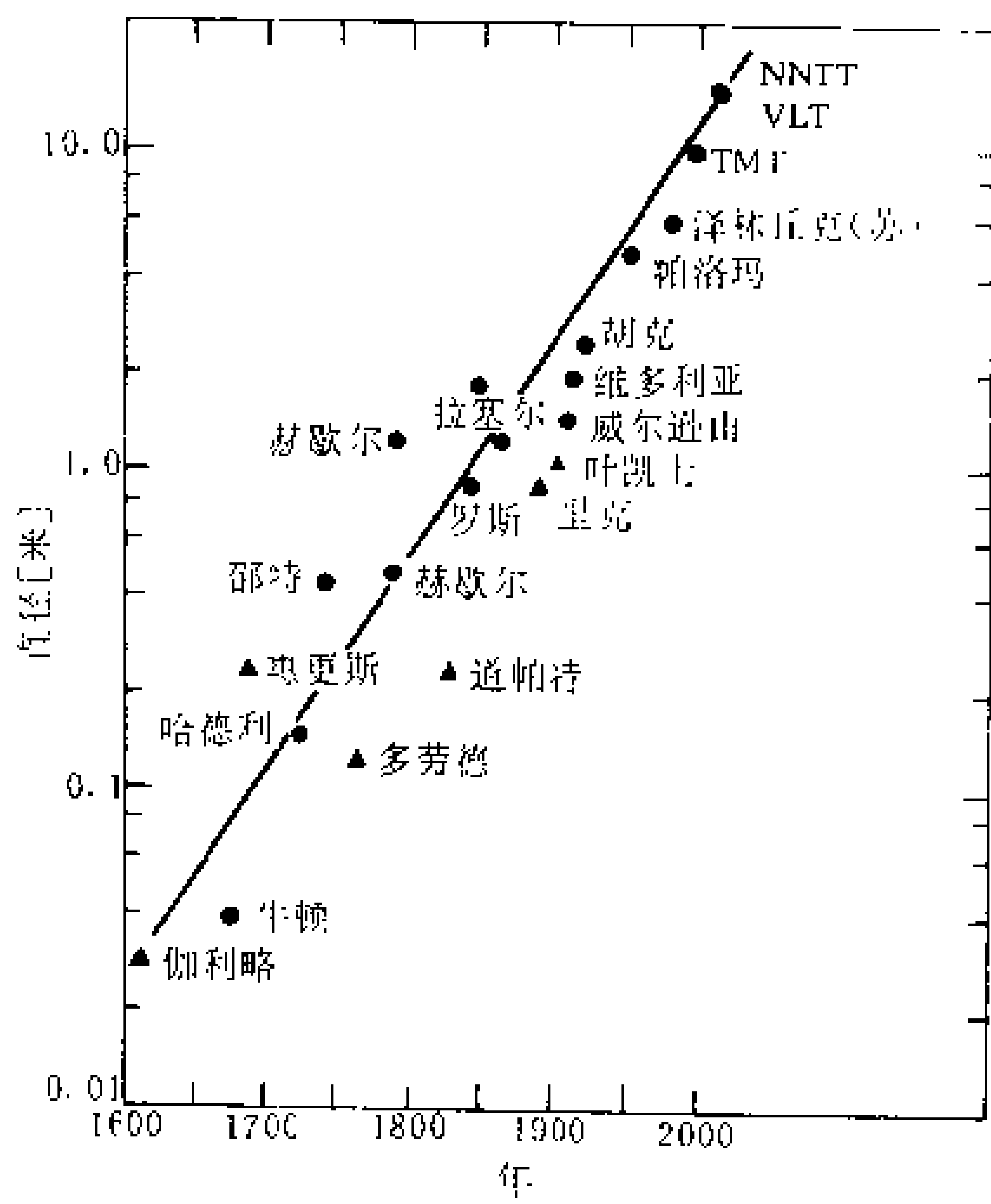


图 3.5 光学望远镜口径加大的历史进程

▲ —— 折射望远镜 ● —— 反射望远镜 TMT —— 美国加州 Keck 望远镜

NNTT —— 美国新技术望远镜 VLT —— 欧洲甚大望远镜

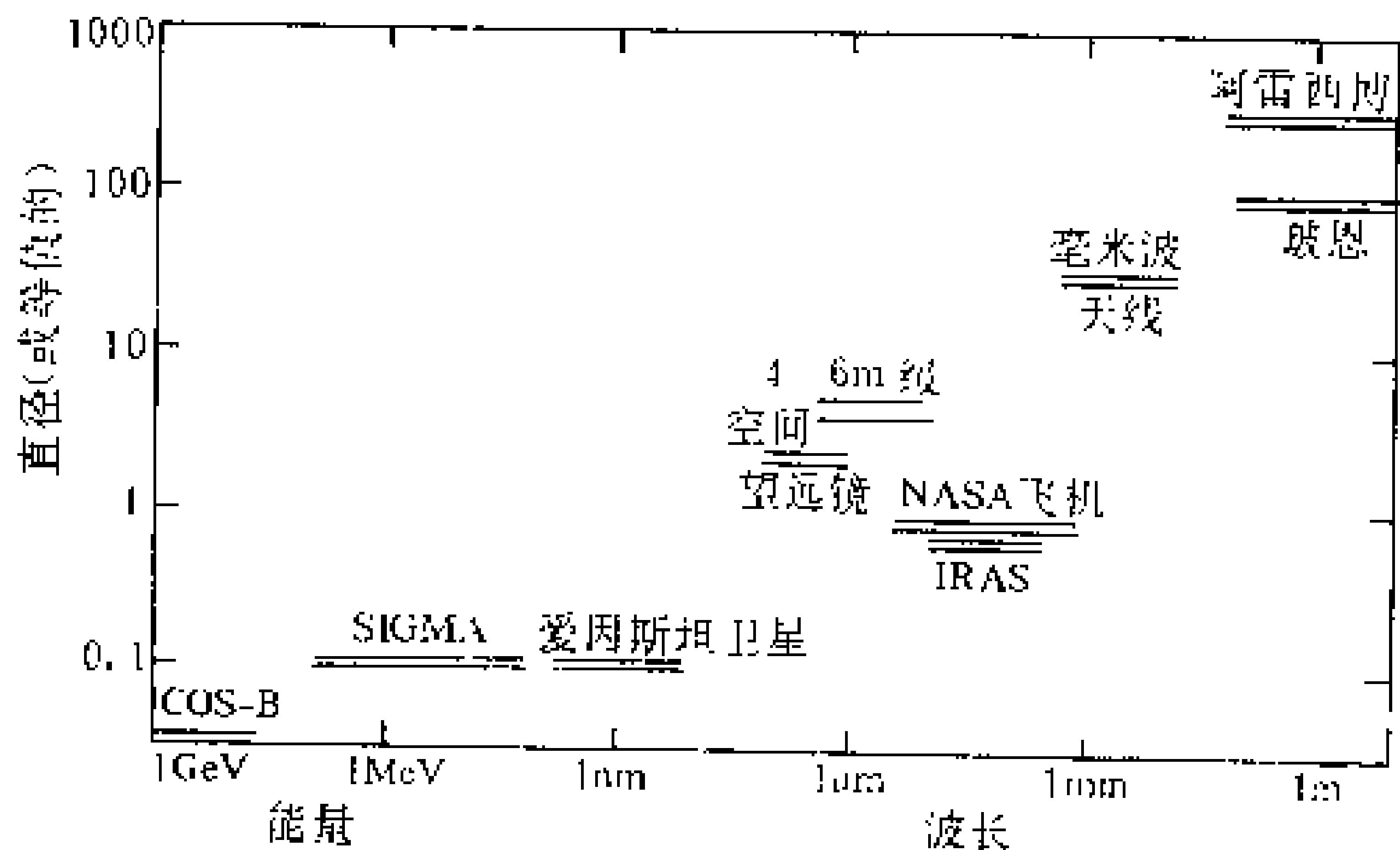


图 3.6 各波段收集信息的本领

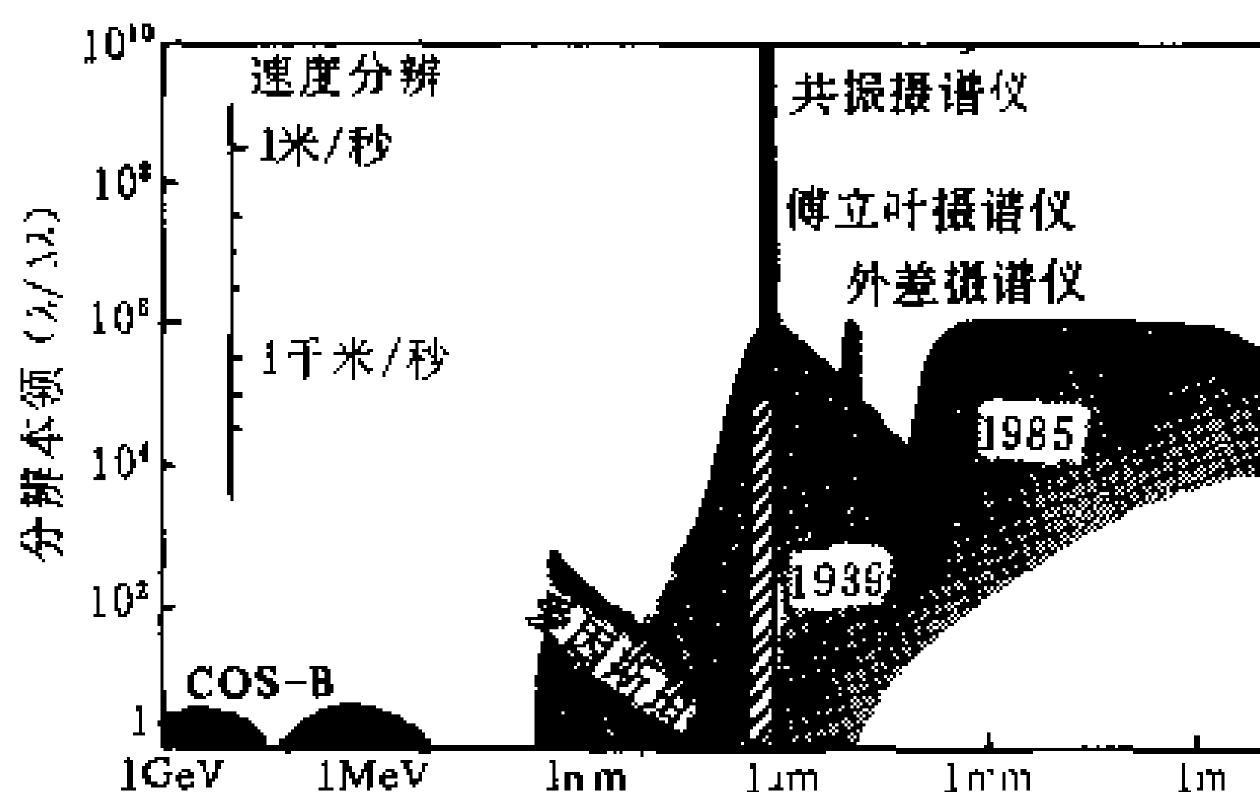


图 3.7 光谱分辨本领的发展

又如可同时获得在不同波段的天体的像（太阳活动单色光照片，日冕中处于不同激发态的发射线的日冕的 X 射线像，星系的 21 厘米氢线的速度图，等等）.

探测快速变化现象的能力与探测器的灵敏度密切相关（参看图 3.4）. 表 3.1 给出了某些天体随时间的变化. 提高时间分辨率也是现代天体物理的发展方向之一.

表 3.1

天文现象	波段	特征时标 [秒]
双星系统，黑洞吸积		
γ 射线和 X 射线爆	X 射线，可见光	$\gtrsim 10^{-3}$
星际闪烁	射电	$\gtrsim 10^{-3}$
太阳耀斑	射电，X 射线	10^{-6} — 10^{3}
变星		10^{1} — 10^{7}
超新星	全波段	10^{2} — 10^{6}
太阳和恒星振荡	可见光	10^{2} — 10^{4}
活动星系核，类星体	由射电到紫外	$\gtrsim 10^{6}$

近来对天体成像的观测越来越受到重视. 如果我们要讨论天体视表面上各项物理参数的变化和分布，那末就必须作成像观测. 成像观测中重要的是空间分辨率，它是对来自不同空间方向的光

线加以鉴别的能力．空间分辨率与角分辨率，谱分辨率和仪器灵敏度都有关．

表 3.2 列出了成像观测与角分辨率的有关参量，它列出了要覆盖全天 4π 球面度用不同的分辨率所应有的象素(Pixels)数．

表 3.2　角分辨率和成像

分辨率	覆盖 4π 的象素数	在此尺度可得的信息(1985)	波段(频谱)
1 度	4×10^4	背景辐射图	毫米波
1 弧分	1.5×10^8	巡天	γ射线，红外
1 弧秒	5.4×10^{11}	巡天、限定视场	可见光、毫米波，红外，紫外，X射线
0.01 弧秒	5.4×10^{15}	具体天体	红外，可见光
10^{-3} 弧秒	5.4×10^{17}	具体天体	射电(厘米)

图 3.8 是自 1959 年(黑色区)到 1979 年(稀疏点区)以及某些重要发现的角分辨率的示意图．纵坐标是以弧秒为单位，横坐标表明各波段．这方面的进展主要靠提高仪器的尺度，射电望远

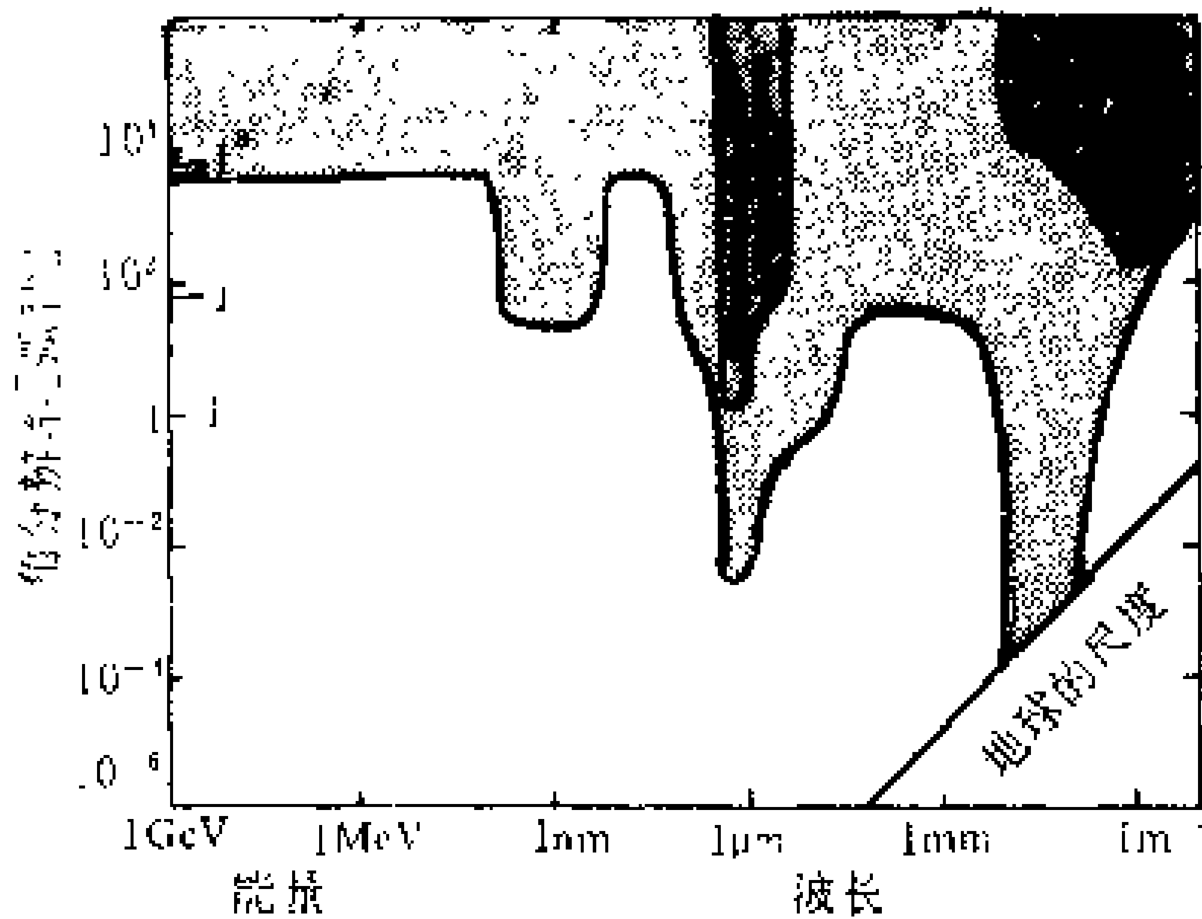


图 3.8　自 1959 至 1979 年角分辨率的进展

☆弥漫γ射线源　1968　● X 射线星　1962　□红外星系　1970

◇超光速源　1971　▲类星体　1963

镜的最大限度已发展到地球的尺度．若将仪器发射到空间，那将既克服地球大气的影响，又克服了受地球尺度的影响，角分辨率将会大大提高．

§3.3 天文望远镜和辐射探测器

1. 天文望远镜

望远镜在天体物理观测中的功能有两方面：成像和作为光子(辐射)收集器．

望远镜系统的成像特性，是它的主要作用．利用望远镜我们可以将来自不同方向的天体辐射成像于焦面不同点上．因而，(1)对于点源，我们可确定它们在天球上的位置；(2)对于面源，可以得到它们的强度分布 $I(\theta_1, \theta_2)$；(3)我们可以用光栏或狭缝选取某一天体的辐射进入分析器或探测器．望远镜的分辨率将由它的口径形状的衍射分布所决定，近似地表示为

$$\theta = \frac{1.22\lambda}{D} \tag{3.1}$$

对于可见光，$\lambda \simeq 5000\text{Å}$，公式可简化为

$$\theta = \frac{14}{D(\text{厘米})}\ (\text{角秒}) \tag{3.2}$$

其中 D 为望远镜的口径．可见，D 越大，分辨率越高．比如人眼的瞳孔约为 2－3 毫米，θ 约为 1 角分；而 5 米口径望远镜，$\theta \simeq 0.028$ 角秒．

天文望远镜的第二个功能是作为光子(辐射)收集器．它使得天体在望远镜入瞳处很低的辐射流量密度，变为焦平面上高得多的辐射流量密度，以利于天体信息的获得．

在望远镜焦平面上，点源像的强度分布近似地看成一个直径

为 $1.22\frac{\lambda}{D}$ 的均匀圆斑，D 为口径，f 是焦距．设 η 为望远镜的透射（或反射）效率，那末望远镜流量密度增益 G 为

$$G=\left(\frac{D}{\frac{1.22\lambda}{D}\cdot f}\right)^2\cdot\eta=\frac{\eta D^4}{1.5\lambda^2 f^2} \tag{3.3}$$

由此可见，要获得高的流量密度增益，望远镜必须有：(1) 大口径 D；(2) 短焦距 f；(3) 较高效率．作为例子以我国云南天文台 1 米反射望远镜和北京天文台施密特望远镜（60/90 厘米）加以比较（表 3.3）．

表 3.3　望远镜增益的比较

参数	1 米反射镜（云台）	60/90 厘米施密特镜（北台）
口径 D（厘米）	100	60
焦距 f（厘米）	1350	180
视影 δ（″）	2	2
增益 G	5.8×10^7	1.2×10^9

望远镜的极限星等系指它可观测到的最暗的视星等（星等定义见下节）．该值依赖于望远镜的口径和接收系统的灵敏度，以及大气条件．利用望远镜作目视观测可观测的极限星等可表示为

$$m_v=6.^{m}5+5\log\frac{D}{d}+2.5\log k$$

其中 D 为望远镜口径以厘米为单位，d 为人眼瞳孔，k 为望远镜对人眼敏感的光的透射系数，若取 $k=0.6$，则有

$$m_v\simeq 7.^{m}1+5\log D \tag{3.4}$$

对于 5 米望远镜，目视可观测到 $20.^{m}6$，对于北京天文台 2.16 米望远镜，$m_v\simeq 18.^{m}8$.

关于各种口径望远镜可见附录 5.

2. 辐射探测器

天体的辐射为望远镜所收集并经辐射分析器(如光谱仪)"展开"后，我们期望能将其转变为可测事件. 这个任务是由辐射探测器来完成的.

2.1 探测器的基本性能

(1) 信噪比

天体的辐射的流量密度大都很低，口径为 D(厘米)的望远镜每秒钟所接收的光子数 n(个/秒)近似表示为:

$$\lg n = -0.4m_v + 2\lg D + \lg\Delta\lambda(\text{Å}) + 2.9 \tag{3.5}$$

其中 $\Delta\lambda$ 为光谱区间，以 Å 为单位. 例如口径为 1 米的望远镜，观测光谱带宽 1000Å，对于 $m_v = 10^m$ 的天体，相应的光子速率为 8×10^5 个光子/秒. 实际上考虑到大气等的损耗，光子数目还要减半，对于如此低的流量密度，一般要用低光度探测器. 探测器的基本功能是将入射光子数 $n_{入}$ 转换成可记录事件数 $n_{出}$. 定义探测器的量子效率

$$QE = n_{出}/n_{入} \tag{3.6}$$

由于噪声，问题归为信噪比 S/N. 探测器输出信噪比为

$$(S/N)_{出} = (S/N)_{入}\sqrt{QE} \tag{3.7}$$

一般情况下是

$$(S/N)_{出} < (S/N)_{入}\sqrt{QE} \tag{3.8}$$

这表明探测过程是信噪比下降的过程.

(2) 探测过程中像质的变化

探测过程也是像质退化或空间分辨率下降的过程. 通常用调制传递函数($M\cdot T\cdot E$)来描述像质退化. 设调制函数是

$$M_f = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}}$$

那末，$M \cdot T \cdot F$ 定义为

$$M \cdot T \cdot F = \frac{M_{f出}}{M_{f入}} \leqslant 1 \qquad (3.9)$$

(3) 线性响应

我们已知量子效率 $QE = n_{出}/n_{入}$. 若 QE 是一个与 $n_{入}$ 无关的量，那末探测过程是线性的响应，否则是非线性响应.

(4) 时间响应

若向探测器输入一个 δ 函数脉冲信号，那末相应的输出信号一般是一个钟形函数，我们可用其半峰全宽(FWHM)值来表示探测器时间响应的时间常数 τ. 当 τ 过大时，不能探测天体的快变过程.

2.2 主要探测器

(1) 照相底片 上个世纪，照相底片一出现，就立即用于天文观测，它对天文学的发展起过重要作用. 目前由于其自身的特点和价值，仍常使用. 它的特点是：视场大，像素小，每个像素可贮存 6 比特(bits)信息. 缺点是效率低，约为 4%，而 CCD 固体器件则可达 60%；响应的非线性和不均匀性，测量时必须定标；所得信息无法直接送计算机处理.

(2) 光电倍增管 光电倍增管是由光电阴极、次极和阳极所组成的. 它在天体物理的发展过程中起过、并在某些领域中仍起着重大的作用. 如以光电倍增管为核心的光电光度计，在光电测光中仍在发挥作用.

(3) 电荷耦合器件 CCD 目前固态探测器最成功的发展是 CCD. CCD 的基本元件—— 电荷贮存电容如图 3.9 所示. 其基本参量如表 3.4 所示.

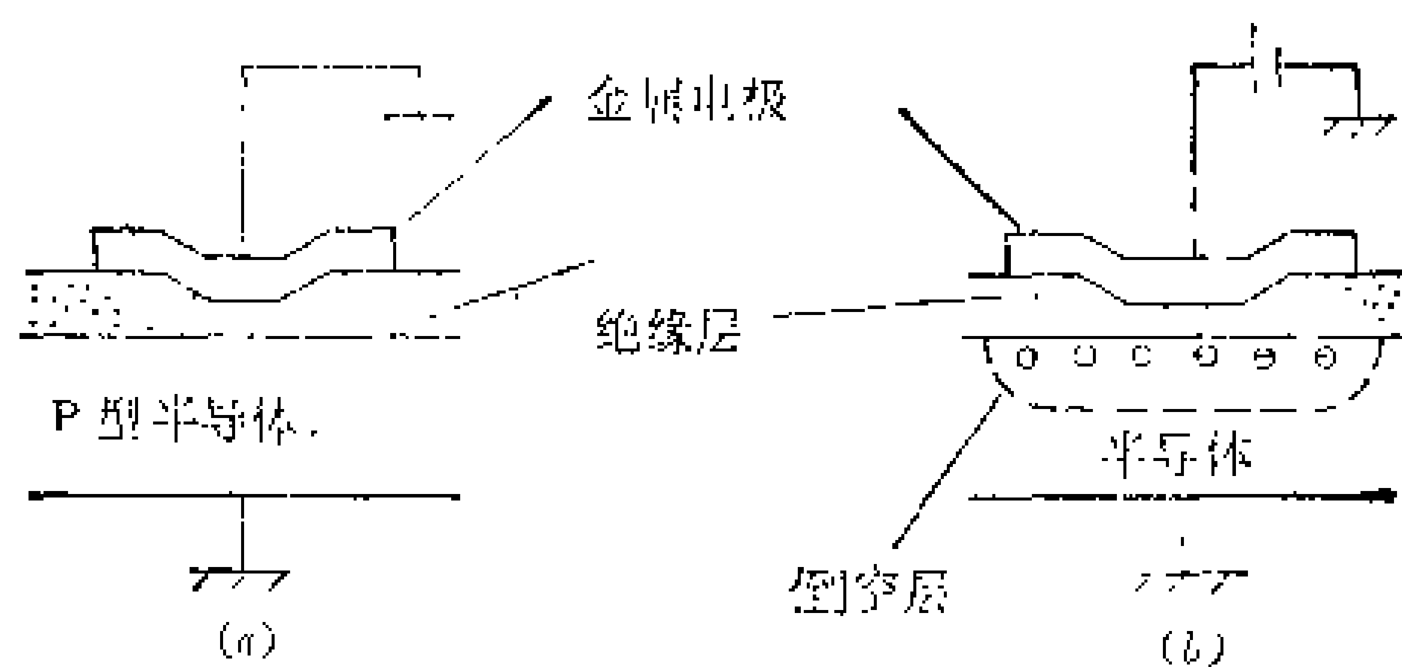


图 3.9 CCD 基本元件——电荷贮存电容

表 3.4 CCD 探测器

阈值	一个光子
动态范围	2— 5×10^5 电荷·象素$^{-1}$
量子效率	$\eta=0.5$— 0.9 (400— 800 纳米 (nm))
光谱响应	0.1 — 1000 纳米 (nm)
时间响应	~ 50 毫秒 (ms)
格式	2048×2048 像素
噪声	读出噪声电平 σ_R ~ 5— 15 电子
信息贮存	数字、相消读出 (*destructive readout*)

固体探测器在天体物理的观测中越来越受到重视．它们与底片相比有较高的量子效率，较低的输出噪声和较宽的动态范围，并对信号作线性响应；与光电倍增管相比，则具有较多的像元．

关于紫外、X 射线和 γ 射线以及红外波段所分别适用的探测器可参阅文献 [3.2]．

§3.4 天体的光度测量

天体的光度测量是测量天体的辐射流，这由望远镜和辐射接收器完成．将待测天体的响应与已知光度的天体或标准光源加以

比较，可求出待测天体的光度．由于探测器都有选择性，因而有测光系统（如 UBV 系统）．

1. 星等

星等是指恒星或其他天体的亮度的度量．由于历史原因，在光学波段天体的分光流量密度不是用绝对单位，如尔格/(埃·秒·厘米^2)，瓦/(米^2·赫兹)，而是采用相对测量——星等．早在公元前，天文学家把天上可视见星按亮度分为六等．后来赫歇尔发现，习惯上所定的 1 等星比 6 等星亮了 100 倍，即它们的可见光波段的平均分光流量密度之比 $\frac{E_2}{E_1}$ 为 100．这样联系两个天体的亮度与星等的关系由普森（Pogson）公式给出

$$m_2 - m_1 = -2.5\lg\frac{E_2}{E_1} \tag{3.10}$$

或者

$$\frac{E_2}{E_1} = 2.512^{m_1 - m_2}$$

现今测定 1 标准烛光在 1 米处的照度（1 勒克司），其视星等为 $-13.^{\mathrm{m}}98$．或者说零等星的照度为 2.54×10^{-6} 勒克司．太阳视星等 $m_v = -26.^{\mathrm{m}}74$，满月的 $m_v \simeq -12.^{\mathrm{m}}74$．用 5 米望远镜测的最暗的照相星等为 $+23^{\mathrm{m}}$，照度为 1.6×10^{-15} 勒克司．

天体的照度 E、发光强度 I 和到天体的距离 r 有以下关系

$$E = \frac{I}{r^2}$$

故视星等可表示为

$$m = -2.5\lg I + 5\lg r$$

视星等给出的是天体的照度而不是光度．因为非常遥远的非常亮的高光度天体与近而弱的天体可以有相同的视星等（亮度）．于是借助绝对星等可定义天体的光度．绝对星等 M 定义为位于10秒差距处天体的视星等．天体的视星等 m 和绝对星等 M 与距离 r（以秒差距为单位）或周年视差 π（以弧秒为单位）有以下关系：

$$M = m + 5 - 5\lg r - A \tag{3.11}$$

$$M = m + 5 + 5\lg \pi - A \tag{3.12}$$

其中 A 为星际消光（见下节）．视星等和绝对星等之差是天体距离的度量，称为距离模数（distance modulus），即

$$m - M = 5\lg r - 5 \tag{3.13}$$

2．测光系统

由于不同探测器有不同的分光灵敏度曲线．因此当谈到天体的亮度或星等时应注明是什么系统，否则无意义．设天体的单色辐射流为 $f(\lambda, T)$，接收系统的分光灵敏度为 $S(\lambda)$，则测得的响应为

$$F = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda, T)\, S(\lambda)\, d\lambda \tag{3.14}$$

其中 λ_1 和 λ_2 为接收系统的透射限．当 $f(\lambda, T)$ 随波长 λ 为缓变情况时，上式可在 λ_0 处展开

$$F = f_0(\lambda_0, T) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda)\, d\lambda + \left.\frac{df(\lambda, T)}{d\lambda}\right|_{\lambda=\lambda_0} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda)(\lambda - \lambda_0) d\lambda$$

$$+ \cdots\cdots$$

式中 λ_0 为

$$\lambda_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda)\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) d\lambda} \tag{3.15}$$

称为平均波长，于是

$$F = f(\lambda_0, T)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) d\lambda + \varepsilon \tag{3.16}$$

其中 ε 为一小量．

为了比较各天文台的观测结果，必须建立标准测光系统．最早提出的国际系统有仿视星等 m_{pv} 和照相星等 m_{pg}，它们的有效波长分别为 5500Å 和 4300Å；色指数 CI(Colour Index)定义为

$$CI = m_{pg} - m_{pv}$$

光电测光发展起来后，常用三色 UBV 或四色 uvby 系统．表 3.5 给出这些系统的定义．

表 3.5 UBV 和 uvby 系统

系统	平均波长(Å)	通带半宽 Δλ(Å)
U	λ_U : 3650	680
B	λ_B : 4400	980
V	λ_V : 5500	890
u	λ_u : 3500	300
v	λ_v : 4110	190
b	λ_b : 4670	180
y	λ_y : 5470	230

uvb 要归化到 UBV 可用以下关系式

$$U - B = 0.921(u - b) - 1.308$$

$$B-V=1.024(b-v)+0.81 \tag{3.17}$$

3. 色指数和热改正(IC和BC)

如前所述，色指数IC是同一天体在任意两个波段内的星等差（短波段星等减长波段星等）. 恒星的不同颜色是由恒星在不同光学波段上的强度不同引起的，因而同恒星的色指数和色温度密切相关. 习惯上通用的色指数是宽波段UBV测光系统中的B－V和U－B. 取A0V的星的色指数为

$$B-V=U-B=0$$

热改正(BC —— Bolometric Correction)是把目视星等换算成热星等所必须加的改正值，常以BC符号表示. 定义为

$$BC=m_{bol}-V=-2.5\lg\left(\int_0^{\infty} f_\lambda\, d\lambda\right)-V+C_1$$

$$=2.5\lg\left(\int_0^{\infty} f_\lambda S_\lambda(\lambda)d\lambda \Big/ \int_0^{\infty} f_\lambda\, d\lambda\right)+C_2 \tag{3.18}$$

式中m_{bol}是热星等，V是光电目视星等. f_λ与S_λ分别是辐射流量和分光灵敏度，C_1和C_2为待定常数. 根据近年来实测结果，求得$C_1=-11.51^m\pm0.03$，$C_2=0.958^m\pm0.01$. 各类恒星的BC值可查表（文献[3.3]）得到.

4. 星际消光、星际红化和色余

星际物质（见第七章）的存在，对星光产生吸收和散射，使星光减弱，这种现象称为星际消光. 消光量定义为

$$A(\lambda_i)=m_0(\lambda_i)-m_T(\lambda_i) \tag{3.19}$$

其中λ_i为相应的波长，0和T分别代表观测值和真值. 星际消光$A(\lambda)$与波长有以下关系

$$A(\lambda)\sim\lambda^{-\alpha}$$

在光学波段，$\alpha \simeq 1$，即 $A(\lambda) \sim \frac{1}{\lambda}$.

星光通过星际空间而变红的现象称为星际红化．为了表示星际红化，定义观测色指数与真实色指数之差为色余（Colour excess）；前者大于后者，即天体显红时，色余为正．正色余大都是星际红化引起的．星际尘埃对短波的消光作用大于对长波的消光作用．这时色余与光线穿过的距离成正比，因而可根据色余值来估计天体的距离．色余定义为

$$
\begin{aligned}
\mathrm{CE} = \mathrm{IC}_0 - \mathrm{IC}_T &= [m(\lambda_1) - m(\lambda_2)]_0 - [m(\lambda_1) - m(\lambda_2)]_T \\
&= [m(\lambda_1)_0 - m(\lambda_1)_T] - [m(\lambda_2)_0 - m(\lambda_2)_T] \\
&= A(\lambda_1) - A(\lambda_2) \qquad (3.20)
\end{aligned}
$$

为了定量描述星际消光和星际红化的关系，定义消光量 $A(\lambda_i)$ 与色余 $\mathrm{CE}(\lambda_i, \lambda_j)$ 之比为消光比率 $R(\lambda_i, \lambda_j)$

$$R(\lambda_i, \lambda_j) = A(\lambda_i)/\mathrm{CE}(\lambda_i, \lambda_j) \qquad (3.21)$$

代入(3.19)式，则有

$$m_T(\lambda_i) = m_0(\lambda_i) - R(\lambda_i, \lambda_j) \cdot \mathrm{CE}(\lambda_i, \lambda_j) \qquad (3.22)$$

布伦科等人对 UBV 系统的 BV 两色光测得 $R_{\mathrm{BV}} = 3.0$．应用多色测光，可求出色余，因而由观测星等求出真实星等值．天文中常用 Q 值方法，定义参量 Q 为

$$Q = (\mathrm{U} - \mathrm{B}) - \frac{\mathrm{CE_{UB}}}{\mathrm{CE_{BV}}} (\mathrm{B} - \mathrm{V}) \qquad (3.23)$$

这样定义的 Q 几乎与星际红化无关，而与天体的真正色指数有关．贝克尔发现了 Q 与 $(\mathrm{B}-\mathrm{V})_T$ 的关系（图 3.10）．若 $(\mathrm{B}-\mathrm{V})_T$ 由图 3.10 求得，由(3.20)式可得色余 CE 为

$$\mathrm{CE_{BV}} = (\mathrm{B} - \mathrm{V}) - (\mathrm{B} - \mathrm{V})_T \qquad (3.24)$$

前文已述，消光率 $R_{\mathrm{BV}} = 3.0$，于是 $\mathrm{CE_{BV}}$ 求得后，根据(3.21)式

便不难求得 V 星等的星际消光 $A_V = 3CE_{BV}$.

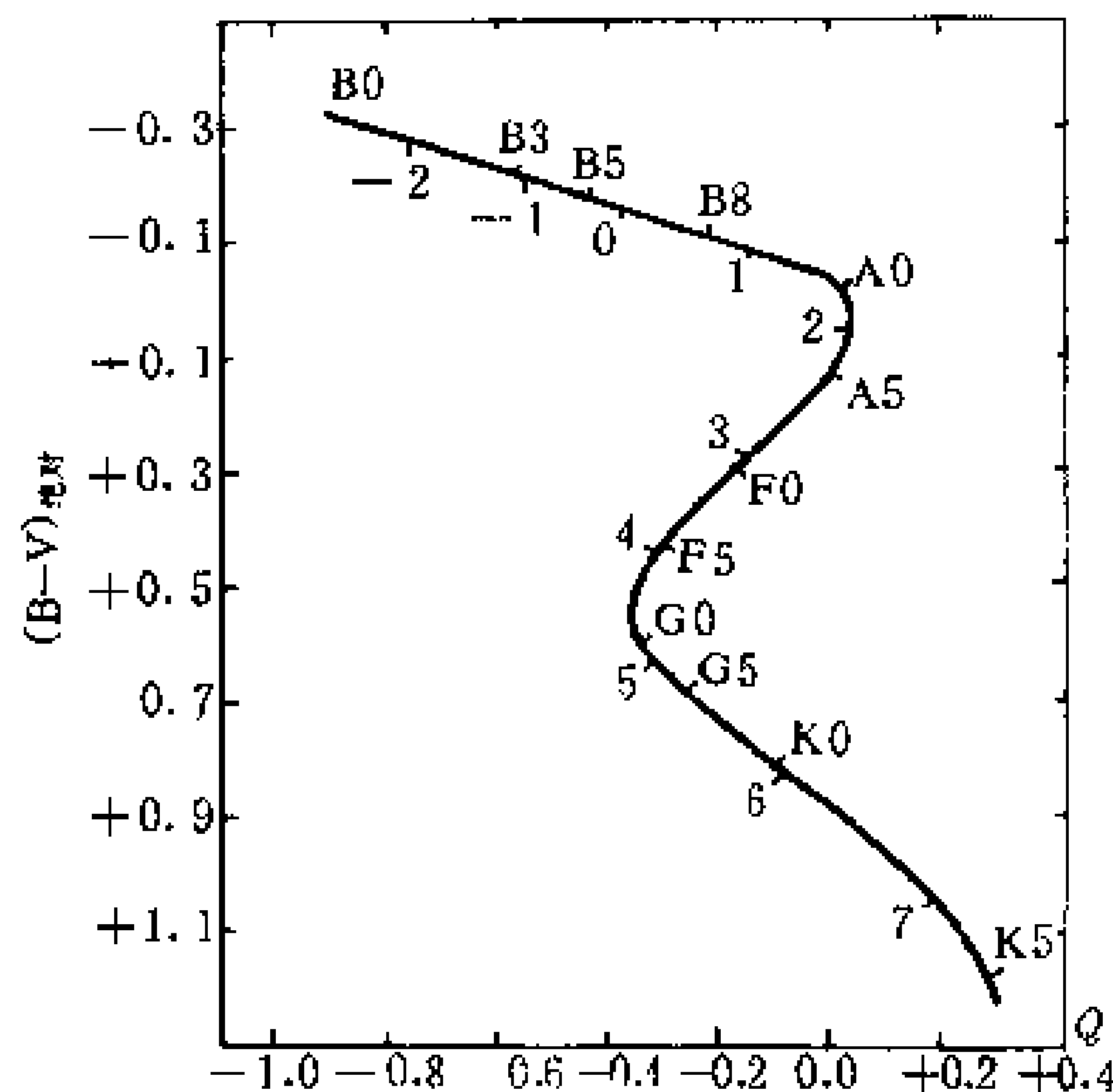


图 3.10 主序星的Q与$(B-V)_T$间的关系．曲线旁的数字为天体的目视绝对星等

§3.5 天体的谱分析

天体的光谱学在天体物理中占有极重要的地位．有人称天体物理学是光谱学的宠儿．光谱(频谱)观测往往对天体物理学家提出的模型提供证据和制约．这类例子太多：能量平衡，分子、原子、离子和其他粒子的丰富度，天体的宏观和微观速度场，天体各局部的物理条件诸如温度、密度、磁场和电场、平衡态或对平衡态的偏离…… .

光谱学往往是天体的最基本的诊断工具．无论我们讨论行星或恒星大气，星际介质(热而稀的星际介质，冷而密的分子云)，

发生在致密天体的吸积过程和热核反应过程，或者在活动星系核中产能过程或者宇宙背景辐射，都是如此．

正因如此，分光计的发展一直处于各类观测仪器的领先地位．由于物理学家和天体物理学家的共同努力已接近完成各波段的分光研究，由紫外到射电，X射线和γ射线的谱分析有待提高．光谱分析器和辐射探测器的最佳配合往往代表了探测研究的最高水平．

本节仅限于讨论分光观测的最经典的方法和某些原理，详细的仪器和方法可参考有关天体物理方法的专门书籍．

1．天体物理光谱分析

天体辐射源的谱有连续谱，其辐射强度$I(\nu)$是随频率ν缓慢变化的函数；而对吸收谱或发射谱，其辐射强度$I(\nu)$在很窄的谱间隔内$(\Delta\nu \ll \nu)$有很强的变化．

由第二章的辐射转移方程可解出辐射强度$I(\nu)$为

$$I(\nu)=\int_0^{\infty} S(\nu,x)\,e^{-\tau(\nu,x)}dx$$

其中$S(\nu,x)$是x点的源函数，τ是在同一点的光学厚度．谱线含有天体的许多信息，表3.6列出了产生谱线的电磁波的束缚－束缚跃迁．

谱线有以下定义的性质：

谱线位置——这表示观测到的谱线位置．天体物理中给出谱线位置可用频率ν，波长λ，波数$\sigma=\dfrac{1}{\lambda}$(厘米$^{-1}$)和能量$h\nu$(eV)．观测得到的谱线往往受到多普勒(Doppler)效应的影响．只知道绝对静止频率还不够，还要作各种改正(地球的运动和天体受到银河系旋转等运动)，若将这些改正记为$\Delta\nu_R$并认为已知，则可推出多普勒速度为

$$v(千米/秒) = \frac{c}{\nu_0}(\Delta\nu_{测} - \Delta\nu_R)$$

表3.6 束缚－束缚跃迁

跃迁	能量[eV]	谱区	例子
超精细结构	10^{-5}	射电	21厘米氢线
自旋－轨道耦合	10^{-5}	射电	OH的1666MHz跃迁
分子旋转	10^{-2}—10^{-4}	毫米，红外	CO分子在2.6毫米的1—0跃迁
分子旋转－振动	1—10^{-1}	红外	H_2分子～2μm
原子精细结构	1—10^{-3}	红外	在12.8μm的NeⅡ线
原子、离子和分子的电子跃迁	10^{-2}—10	紫外，可见光，红外	氢的赖曼、巴尔末线 CI，HeI的共振线
	10—10^4	紫外，X射线	K，L壳层电子的线
核跃迁	$>10^4$	γ射线	15.11MeV的^{12}C的线
电子湮灭	$\geq 10^4$		511keV线

谱线轮廓——辐射强度相对于频率ν或波长λ画出的图．有些参量如图3.11所示：半峰全宽(FWHM)，等值宽度(EW)线心和线翼．

谱线强度——这表示在谱线内包含的总功率(除去连续谱的贡献)．谱线相对强度如图3.11(d)所示．

利用谱线这些量可以推出天体的许多物理量，例如：

元素的证认	谱线的位置
化学组成，元素丰富度	谱线强度或等值宽度
宏观速度场	谱线位置和轮廓
温度、压力，重力	谱线强度，宽度
微观速度场	谱线轮廓
磁场	塞曼效应分量，偏振

望远镜附以适当的分光器件，如棱镜或光栅光谱仪等，并与不同类型的探测器作组合，我们就可以得到天体的光谱．至于选

择何种设备观测，取决于观测何种天体和获得何种天体物理信息．一般说来，光谱的分辨率 $R=\lambda/\Delta\lambda$ 越高，它所包含的信息量越多．但考虑到探测的现实性，我们为了提高 R 值，不能无限制地减少 $\Delta\lambda$．因为当望远镜和观测地点（天文台）确定以后，观测对象的极限星等亦就相应地限定了，这就不能要求光谱分辨率过高，否则噪声太大无法观测．对亮天体可作高分辨率观测、对暗弱天体只能作低色散的观测．

现在概括地介绍一下光谱分析．利用有缝摄谱仪可以拍摄天体的光谱和比较光谱．图 3.12 是各光谱型恒星的光谱片，它由 O9 到 M2．图的左边表明被观测的恒星名，图中光谱是负片，白线代表吸收线．

利用光谱分析中常用的比长仪，可精确地确定谱线位置 x，由比较光谱的波长 λ，求得 $x-\lambda$ 关系，利用此关系式可由待测谱线的 x 值求出其相应的波长 λ，已知波长是光谱分析的基础．首先可作光谱证认，确定天体的化学组成．

对光谱分析作进一步深入，我们可测定天体的视向速度．由多普勒效应，当天体辐射源相对观测者有相对运动时，观测某谱线的观测值 λ' 与实验室静止光源的波长 λ 有一波长差 $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$，或定义红移量 $z=\dfrac{\Delta\lambda}{\lambda}$，红移量 z 与视向速度 v 有如下关系：

$$\Delta\lambda=\frac{v}{c}\lambda \quad \text{或} \quad v=cz$$

谱线红移时 $\Delta\lambda>0$，$z>0$，天体远离观测者；$\Delta\lambda<0$ 时，谱线蓝移，天体向着观测者运动．对于 z 值大的情况，z 与 v 的关系要用洛伦兹关系

$$\frac{v}{c}=\frac{(1+z)^2-1}{(1+z)^2+1}$$

对高色散的光谱，我们可求出谱线的轮廓或求出等值宽度．

利用谱线加宽机制理论(辐射阻尼、多普勒效应，统计致宽和压力致宽，斯塔克效应和塞曼效应等)可进而推算出天体的化学组成丰富度及其他某些物理量(详细论述参看谱线形成和辐射转移理论有关专论)[3.11－3.13]．

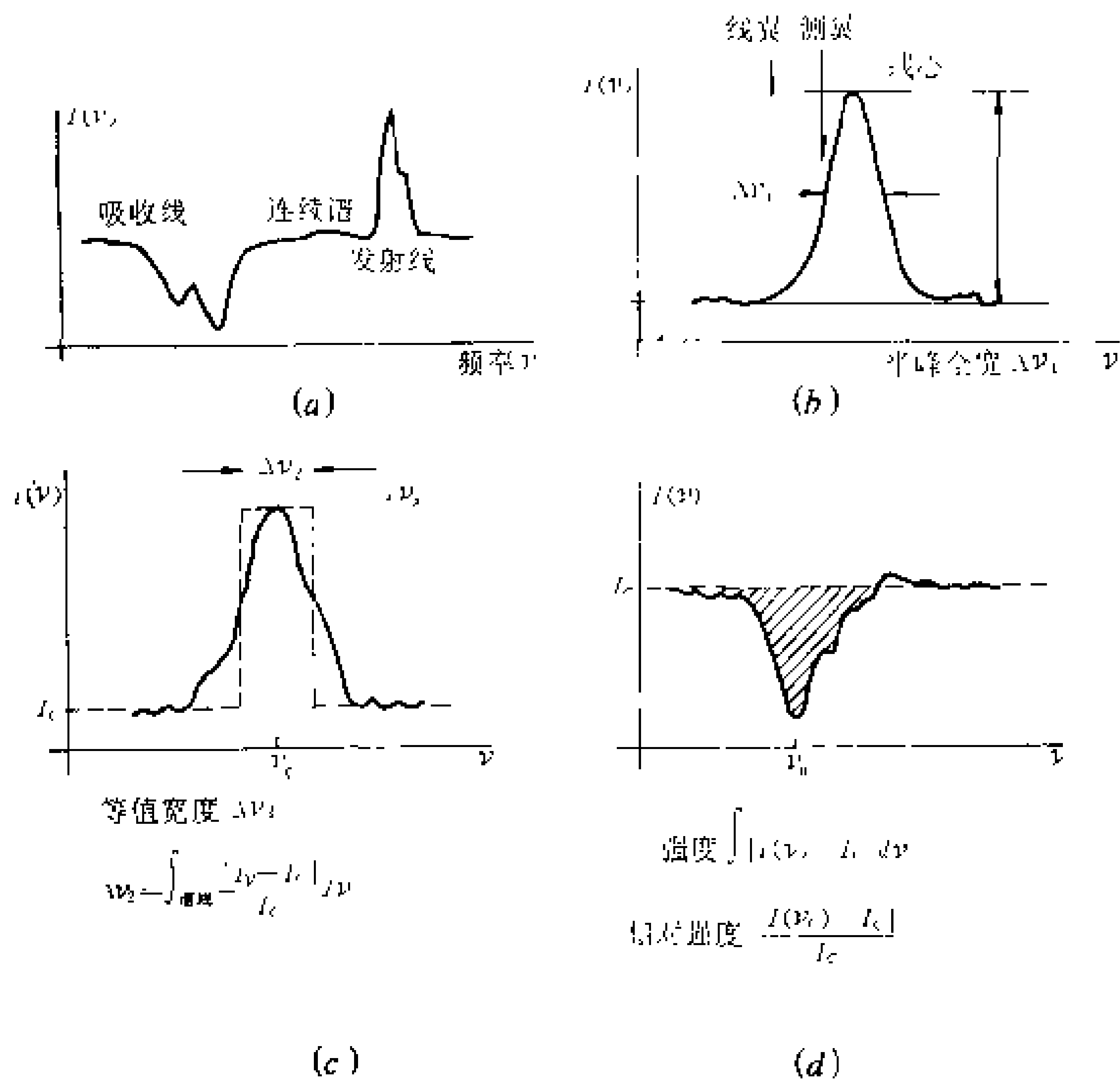


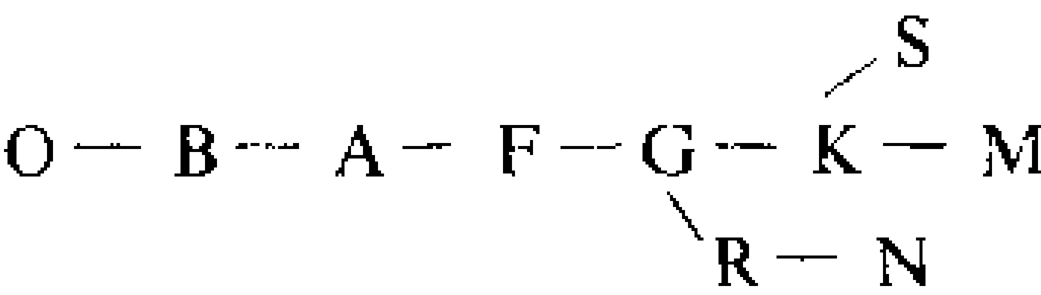
图 3.11　谱线轮廓术语 (a) 平常光谱　(b) 半峰全宽　(c) 等值宽度　(d) 吸收线相对强度

2．恒星的光谱分类

天体物理中对众多天体，开始研究时首先要分类，这是自然科学研究的一般方法．由于迄今为止所观测的天体绝大部分是恒星，我们先讨论恒星光谱分类．它是研究恒星演化的基础．

正常恒星的光谱是由连续光谱和其上所叠加的吸收线组成的．

恒星光谱的差别决定于恒星的有效温度 T_e，表面重力加速度 g（或气体压力 P_g）以及元素的化学丰度．人们经过长期探索，力图将恒星加以分类，直到 1918 — 1924 年，哈佛大学天文台发表了全天亮于 $8.^m5$ 的星的光谱分类结果．其分类的序列是



其中从 O 到 M 的每一光谱型还可以分为 10 个次型．例如我们的太阳是 G2，织女星（αLyr）为 A0．该序列是一个温度序列，是一参量分类法，其中 R，N 与 K，M 型星光谱类似，但 R，N 型星中含有较多的碳元素，又称为碳星．S 型星则含有较多的低温重金属元素．各光谱型代表星的光谱如图 3.12 所示．据说有的学生为了帮助记忆，编了如下的话，其各字的第一个字母正好是上面的光谱序列：

Oh，Be A Fine Girl，Kiss Me！（Right Now，Smack）

哈佛分类的依据，主要是恒星光谱中谱线强度之比，他们所用的恒星光谱主要是物端棱镜光谱．到本世纪四十年代摩根（Morgan）和基南（Keenan）提出了二元光谱分类，即光谱型和光度型，通常称此为 MK 分类．光度型一般分为 I — V 型，即

I 型：超巨星（通常又再分为 I_a 和 I_b）
II 型：亮巨星
III 型：巨星
IV 型：亚巨星
V 型：矮星

图 3.13 是恒星的光度型在赫罗图上的分布．表 3.7 是光谱分类的判据．

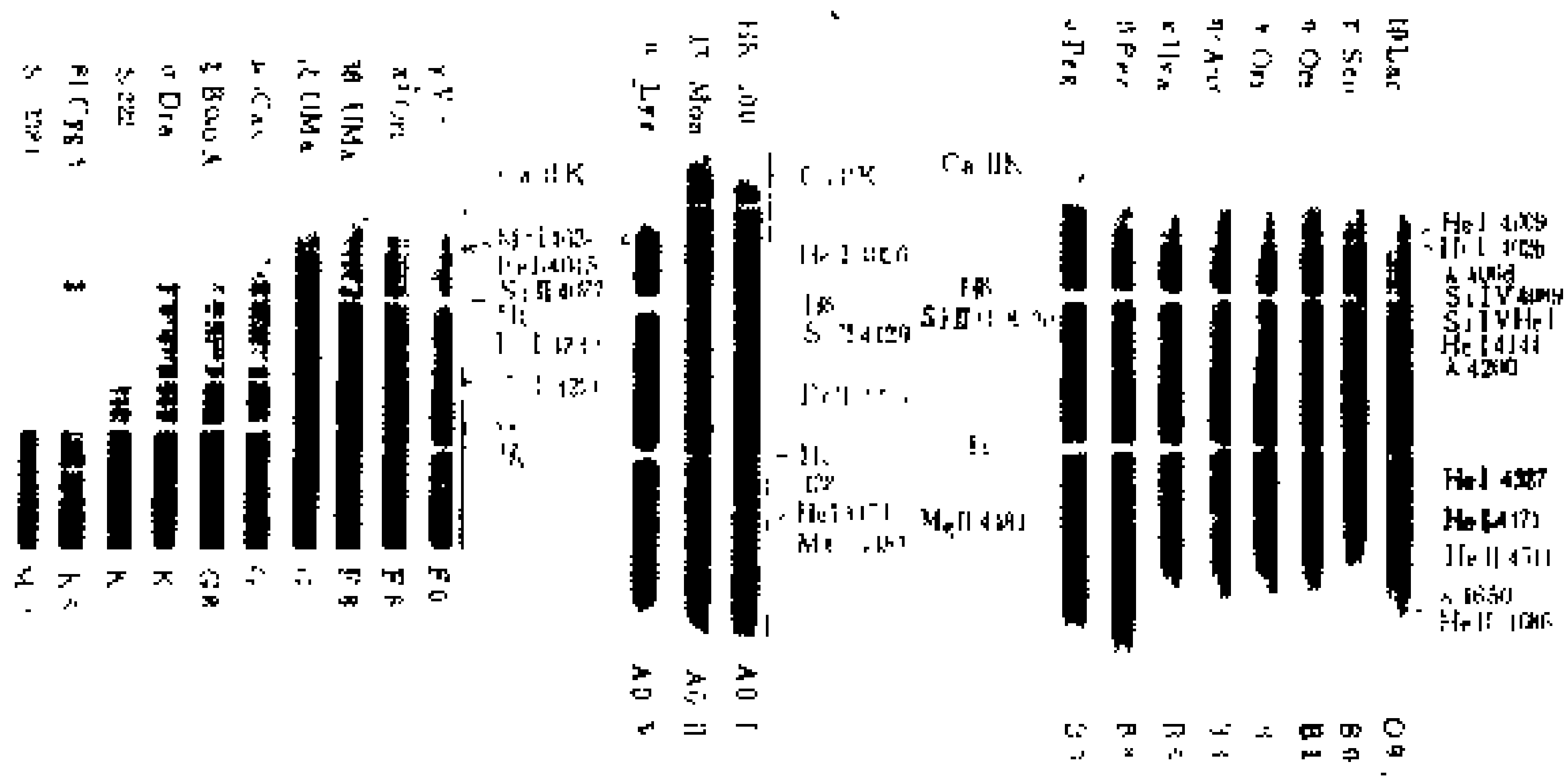


图 3.12 各光谱型星的光谱

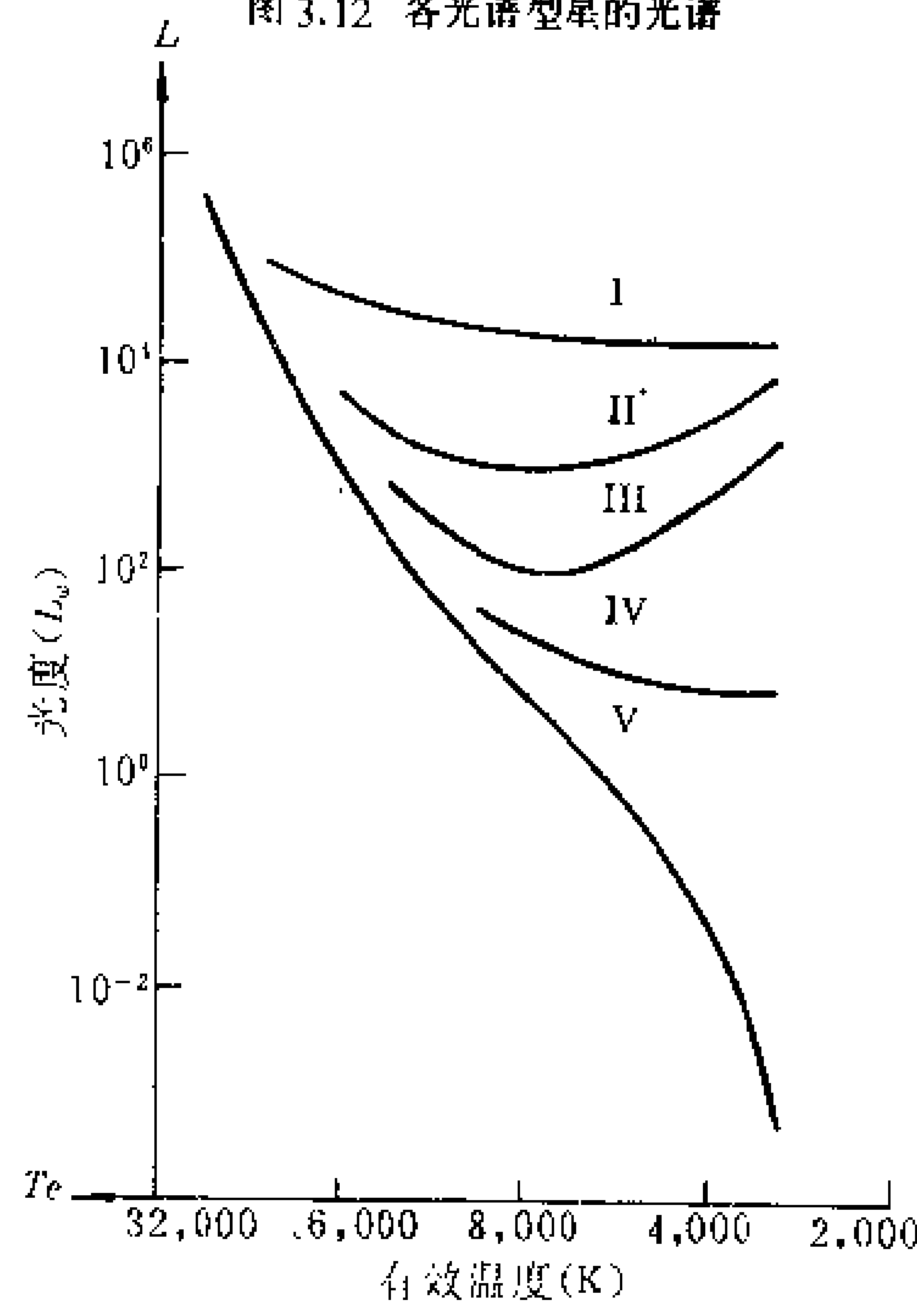


图 3.13 恒星光度型分布

表 3.7 各光谱型恒星的判据

谱型	颜色	温度	特　点	典型星
O	蓝白	50000	紫外连续谱强，有 HeII，HeI HI，但都很弱	猎户座 τ (中名伐三)
B0	蓝白	25000	HI 变强，HeI 明显 如可见 HeIλ 4026	大熊座 η (中名摇光)
A0	白	11000	HI 强，在 A0，A1，A2 中达到最大，出现 MgII，CaII 线，如可见 CaII 的 H、K 线	天琴座 α (织女一)
F0	黄白	7600	HI 强，但比 A 弱，CaII 线大大增强，出现许多金属线，如 G 带 [Fe] 4305 — 4315	仙天座 β (王良一)
G0	黄	6000	HI 线变弱，金属线增强，G 带十分明显，4128 — 4174 带明显，GII 线明显．	太阳、天龙座 β (天棓三)
K0	橙色	5100	金属线比 G 型强得多，如 G 带很强、在紫区可见 3820 — 3838，3720 — 3759 吸收带，在较晚的次型中可见到 TiO 4585 吸收带	金牛 α (毕宿五)
M0	红色	3600	TiO 分子带很强，金属线已比 K 减弱，但仍强．	猎户 α (参宿四)
R — N	橙到红	3000	与 K、M 类似，但增加了很强的碳和氮分子带	双鱼座 19 号星
S	红	3000	与 M 类似，但增加了 ZrO 分子带 (4620 — 4637)．吸收线 (Ti − Zr) 4536 和 BaII 4554 很强，大部分光谱中出现氢发射线．	双子座 R

还有少数光谱不能列入上述序列，或由温度以外的其它物理因素引起的特殊性．往往在光谱型前加上一些符号来表示．如行星状星云记作 P，沃尔夫 − 拉叶星记为 W．在光谱型后加 *e* 表示有发射线，加 *n* 表示模糊的星云谱线，加 *s* 则表示锐谱线等．

3. 河外特殊天体光谱分类

正常星系是按其形态来分类(见§8.2节)的，其中并没有利用它们的光谱特征．但是近来随着活动星系和活动星系核(见§8.3节)研究的深入，对诸如类星体、赛弗特(Seyfert)星系、活动星系核、蝎虎BL天体和LINERS等特殊河外天体分类时，则必须参考它们的光谱特征和其他辐射特征．

对于类星体，通常是用紫外超来作为预选者的判据．但其最终确定性的判据则是在它们的光谱中应有强而宽的发射线和巨大的谱线红移．白矮星虽有紫外超现象，但其谱线特征和视向速度与类星体有明显的差别．

赛弗特星系具有较强的发射线和较小的红移，按其谱线特征又分为赛弗特1型和2型(Seyfert 1和Seyfert 2)．Seyfert 1具有允许线的发射，线宽相当于5000千米/秒；而Seyfert 2则除了允许线外还有禁戒线发射，线宽更窄，大约为300—1000千米/秒．具有活动星系核的射电星系是天上最强的一类射电源，它也大致分为两类．一类是窄线射电星系，它有窄的允许和禁戒谱线发射；另一类是宽线射电星系，它们发射宽的允许线．

LINERS (Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region)即低电离核发射区，这类天体属于窄发射线星系，它们与Seyfert 2的主要区别是特征谱线的相对强度，如特征线的相对强度为[OII] ≳[OIII]．

蝎虎BL天体的发射线通常很弱，它的主要光谱特性是其连续谱是一个陡峭的幂律谱，并且存在着剧烈的光度变化．图3.14是某些典型活动星系核的光谱．

为了搜寻这些特殊天体，一般要用物端棱镜作大视场巡天，把紫外超的天体作为它们的候选者，从发射线星系中寻找和区分为不同类型．光谱在河外特殊天体中起着重要作用．

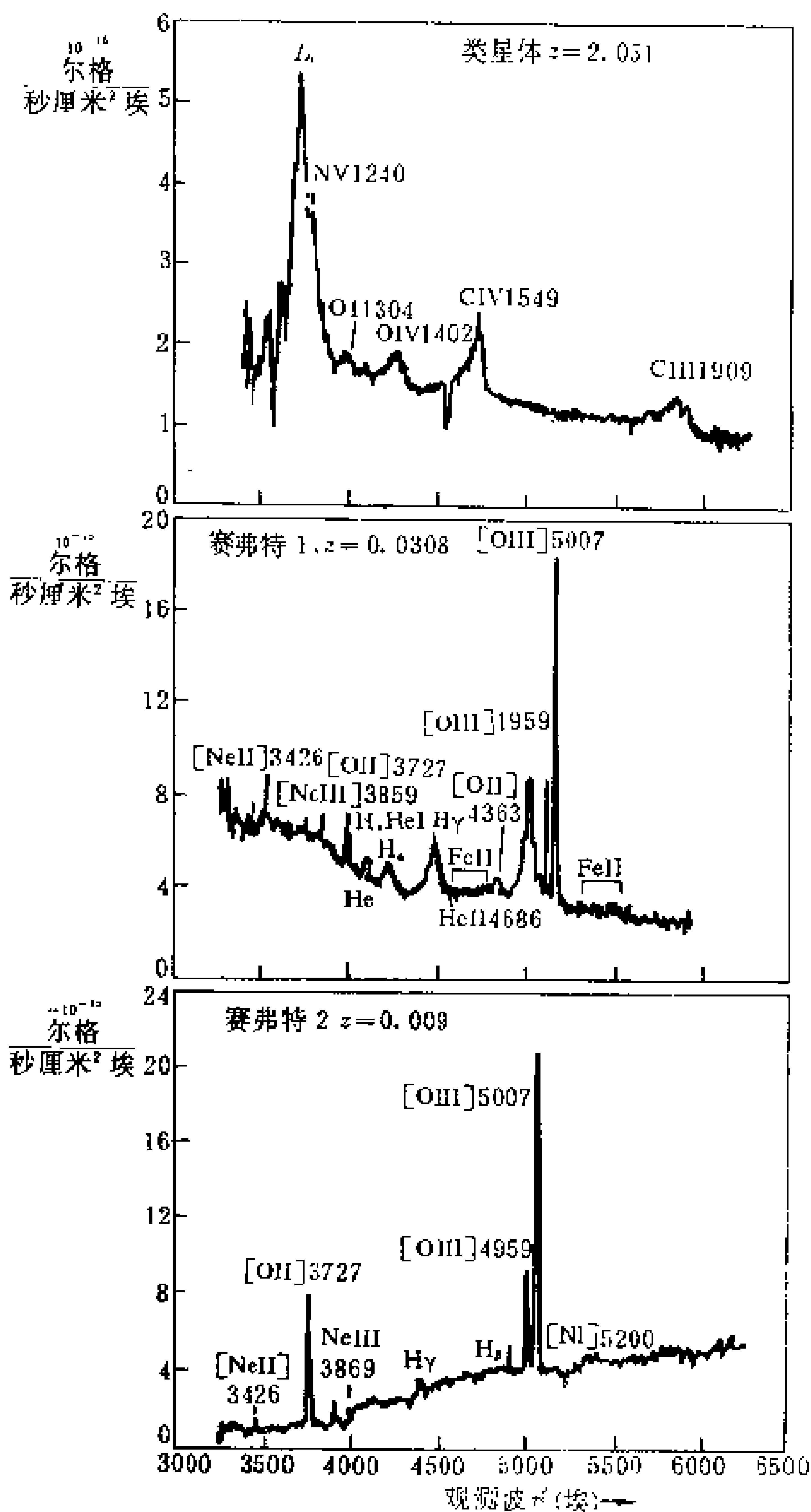


图 3.14 典型的活动星系核的光谱

§3.6 射电天文方法

射电天文学是相对新的天文学分支，它使用射电望远镜系统在无线电波段研究来自宇宙深空的射电波．射电天文学在二次世界大战之后的迅速发展，已使它成为观测天体物理学最强的分支之一．

为什么射电天文学几乎在天文学的每一个分支领域内都取得了快速和重要的发展呢？首先是射电波可穿透弥漫着气体和尘埃的星际空间，可以测到遥远的射电源．与最强大的光学望远镜相比，射电天文观测可以"看到"目前在许多方向上因视野限制而"看不到"的现象．其次是射电量子的能量低，$E=h\nu$（或 hf）是很小的，因为比起光波和 X 射线来，它的频率 f 低得多，所以射电波可在低温下发射射电光子，在天体物理现象中很易释放大量低能光子，从而发射射电波．射电天文可观测氢原子的位置和分布，对宇宙从射电窗口作出新的观测，对宇宙作出新的描绘．

1. 射电天文的早期发展和成就

1942 年雷伯（Reber）在发表他的银河系天图的同时提出他观测到的长波辐射可能是由日冕引起的．1944 年范德胡斯特（Van de Hulst）预言星际空间中性氢原子基态的超精细结构之间的跃迁（21 厘米谱线）是可以观测到的．这是射电天文学的一个里程碑，7 年后得到观测的证实．二次大战后洛弗尔（Lovell）和赖尔（Ryle）等人在英国建立了研究宇宙线簇射的雷达．后来建立起欧洲的射电天文中心．几乎同时澳大利亚也发展起射电天文观测．他们发现：(1) 太阳具有温度高达 10^6 ℃ 的大气或称日冕；(2) 在黑子区域附近不断发出强大的射电波；(3) 存在射电点源．

1948 年在澳大利亚的博尔顿（Bolton）用海面干涉仪第一次对射电源金牛 A 和蟹状星云作了肯定的证认．1951 年史密斯

(Smith)用精确的定位方法证认出天鹅 A 为非常遥远的星系．1951 年观测到 21 厘米氢线．

射电天文学令人惊异的标志之一就是一直对发现意外的天文现象作着杰出的贡献．仅以 60 年代四大发现为例．在澳大利亚用 64 米直径的射电望远镜，用月掩射电源的方法，以高精度确定了 3C273 的位置，从而导致了第一个类星体的发现．射电天文谱线观测发现了许多星际分子．1965 年在 7.35 厘米波段发现了 3K 宇宙微波背景辐射．1967 年休伊什(Hewish)和他的研究生贝尔(Bell)发现了脉冲星(详见 §6.4)．第一章中曾介绍了他们荣获诺贝尔物理奖的情况．

2. 射电望远镜

射电天文学是天文学和无线电科学相结合的学科，射电望远镜发展的每一次长足的进步总会带来射电天文研究的发展，树立一个新的里程碑．1932 年央斯基建造了第一台射电望远镜，这标志着射电天文学的诞生．为纪念他的功绩，自 1966 年起以他的名字命名为射电流密度单位(1 央 $=10^{-26}$ 瓦·米$^{-2}$·赫$^{-1}$)．图 3.15 是射电望远镜的基本组成原理．世界上第一台综合孔径射电望远镜是赖尔于 1962 年在英国建成的．它以相对小的多的天线结构来取得极大口径单天线所取得的效果．为此他获得 1974年诺贝尔物理学奖．当今世界上最大的全动抛物面射电镜在联邦德国的埃弗尔斯贝格，直径为100 米(图 3.16)，分辨率为 30″左右．

射电望远镜的分辨率和它的接收天线的直径成反比，只靠增大天线口径有许多实际困难．于是射电天文学家转向干涉技术．从 50 年代的二元干涉仪发展到 70 年代的复杂多元综合孔径阵．综合孔径方法的实质是：依次对所研究天区逐点进行扫描，得到该天区射电源亮度分布的傅里叶分量，通过运算建立射电源的二维图象．甚大阵天线(图 3.18)综合孔径射电望远镜是当今世界

上最有威力的．其大阵(VLA)站位于美国的新墨西哥州，占地14000平方米，1973年始建，1980年落成．它是一个厘米波、短分米波的综合孔径，工作波段有1.3厘米，2厘米，6厘米，21厘米/18厘米等，分辨率最高的为0.1″.

北京天文台密云站有一个米波综合孔径射电望远镜，该系统是28元9米天线的米波综合孔径阵．工作频率为232MHz和327MHz，视场为$10^0 \times 10^0$，分辨率为3.8×3.8角分．

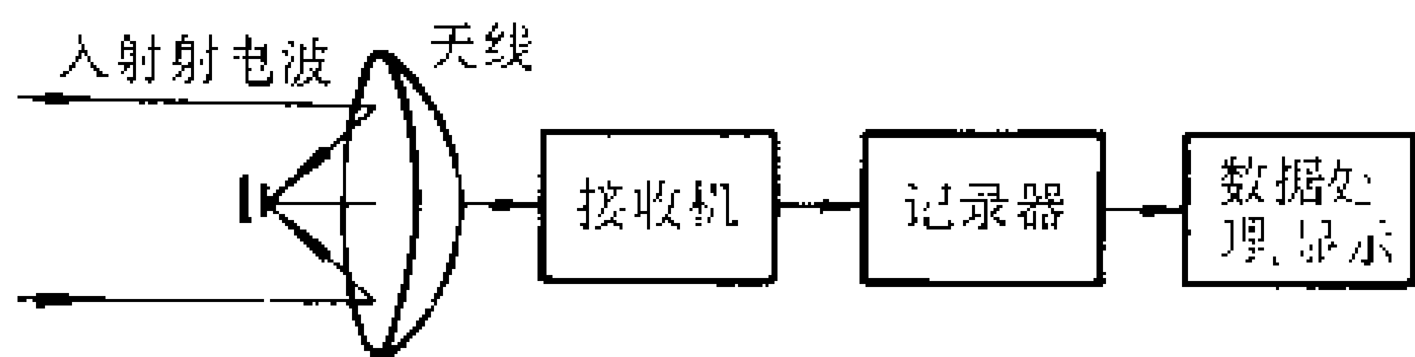


图3.15 射电望远镜基本组成原理

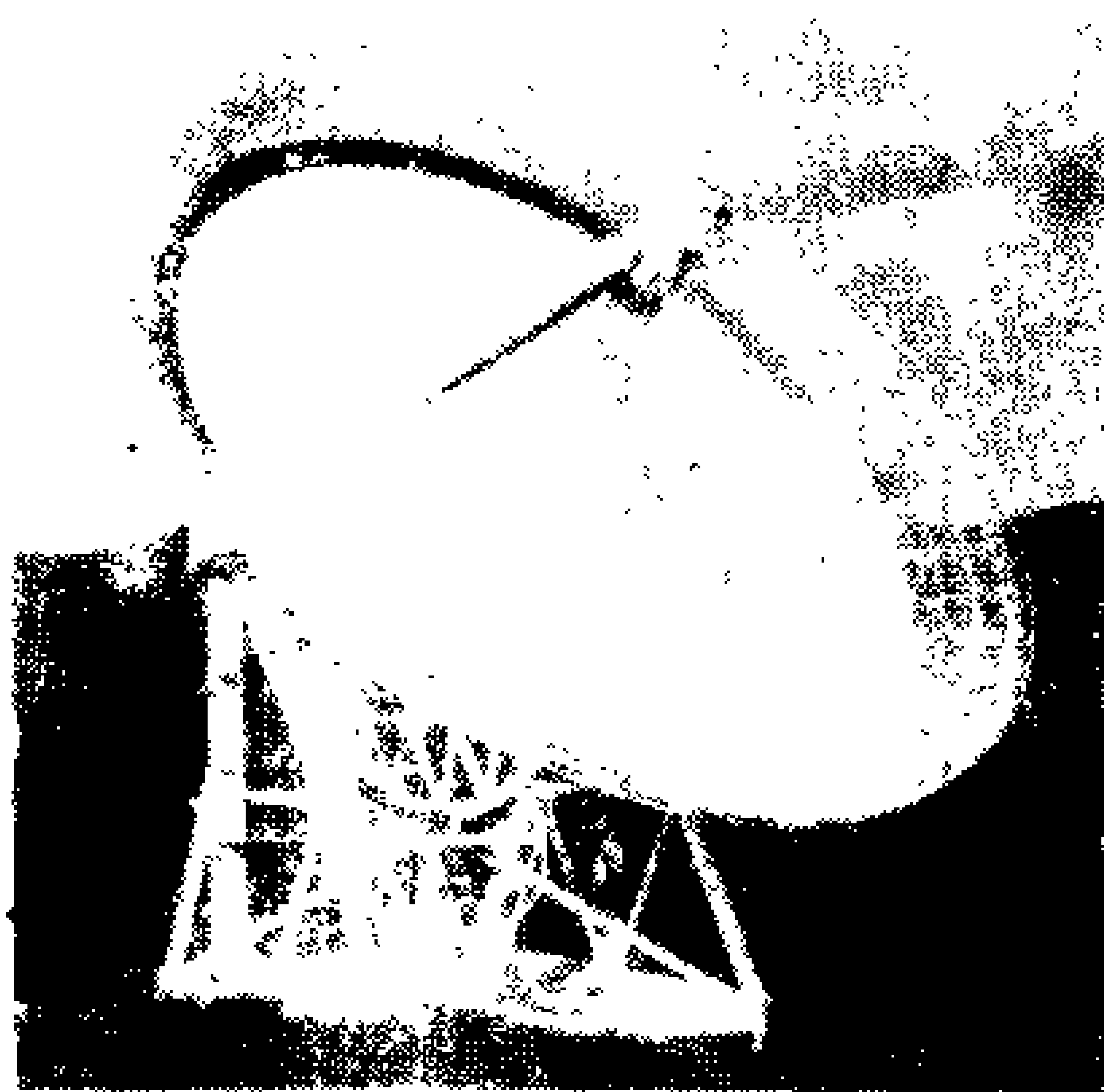


图3.16 联邦德国100米全动抛物面射电镜

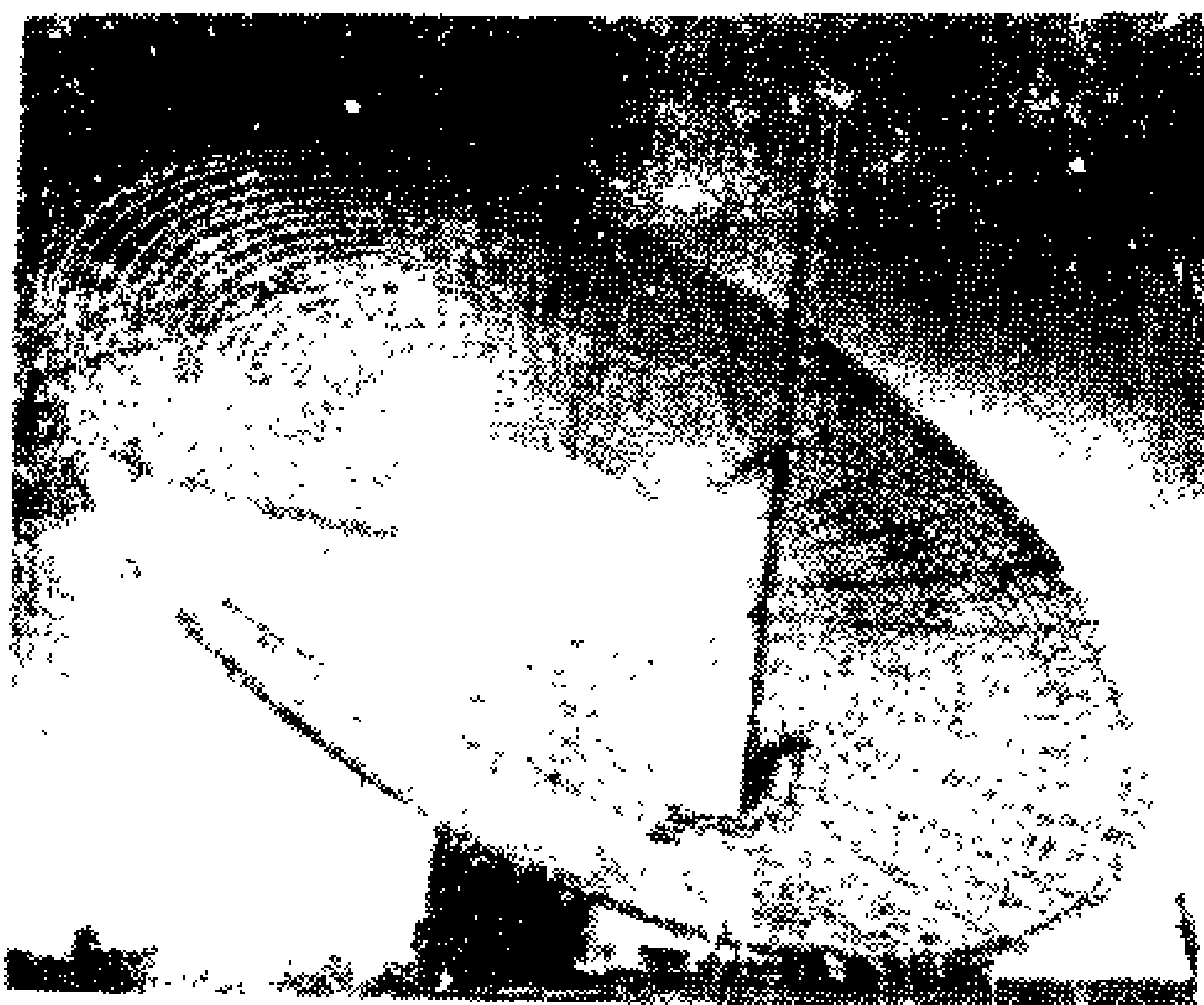


图 3.17 澳大利亚64 米射电望远镜

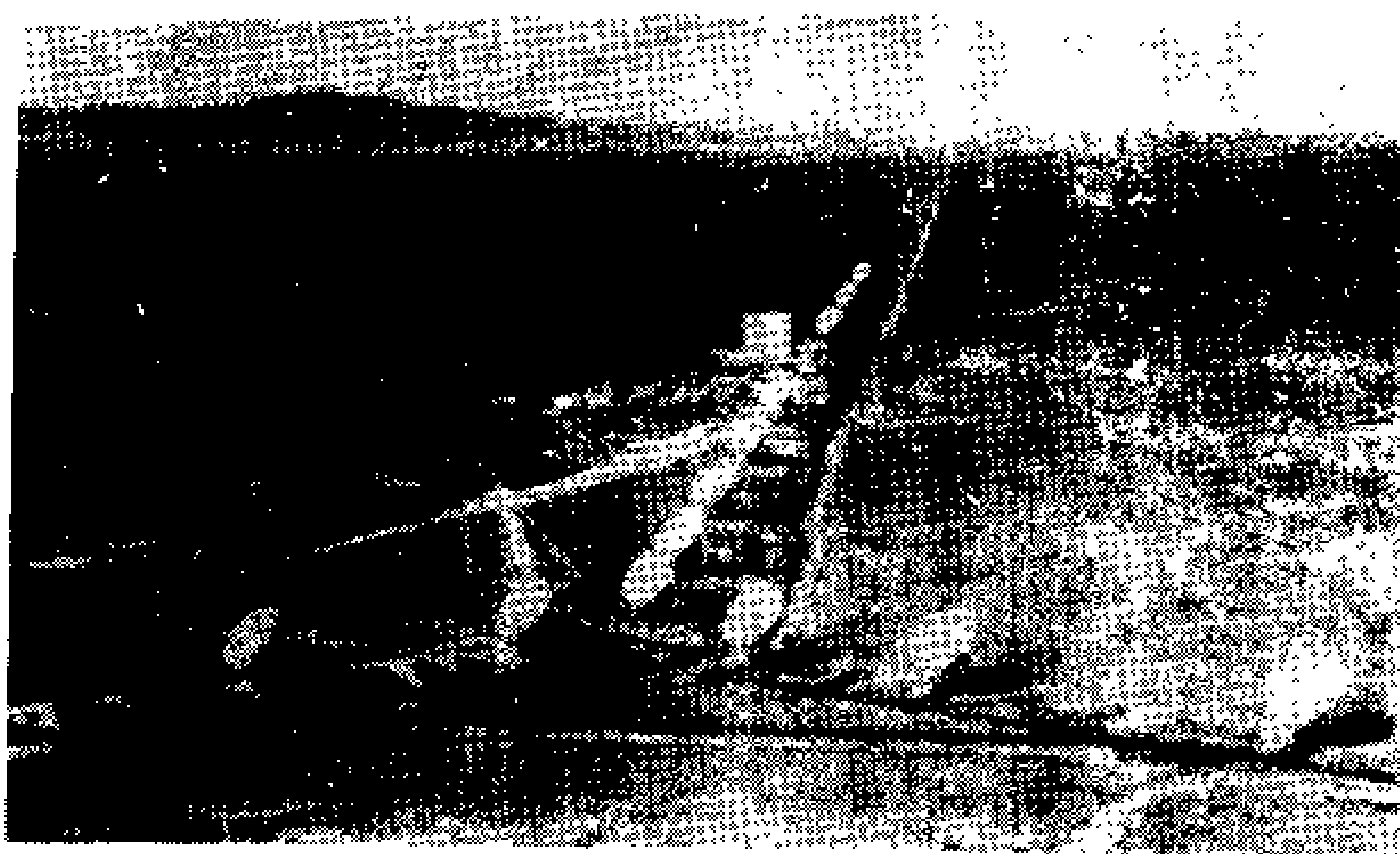


图 3.18 美国甚大天线阵

为了提高普通干涉仪(图 3.19)的分辨率，使用了愈来愈大的干涉仪的间距．在基线两端使用了高稳定的独立本振和磁带记录设备，最后通过计算机来处理干涉图样(图 3.20)．这种具有独立本振和磁带记录的干涉仪系统称作甚长基线干涉仪(VLBI).

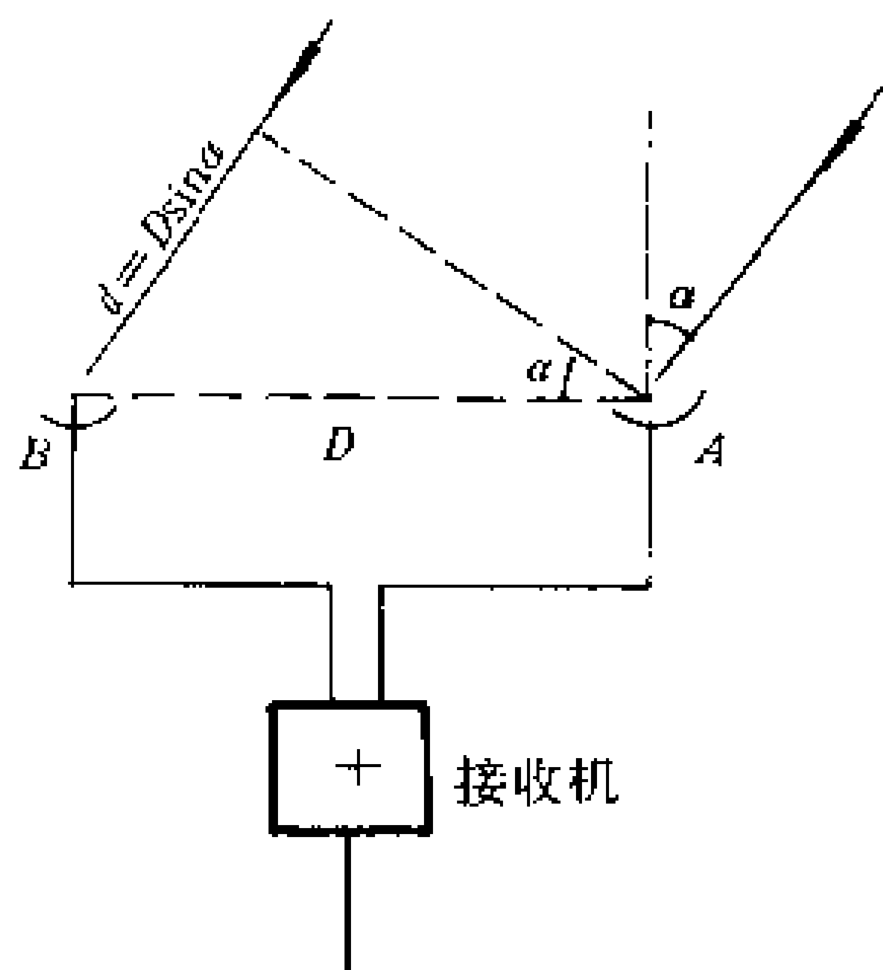


图 3.19 双天线干涉仪原理图

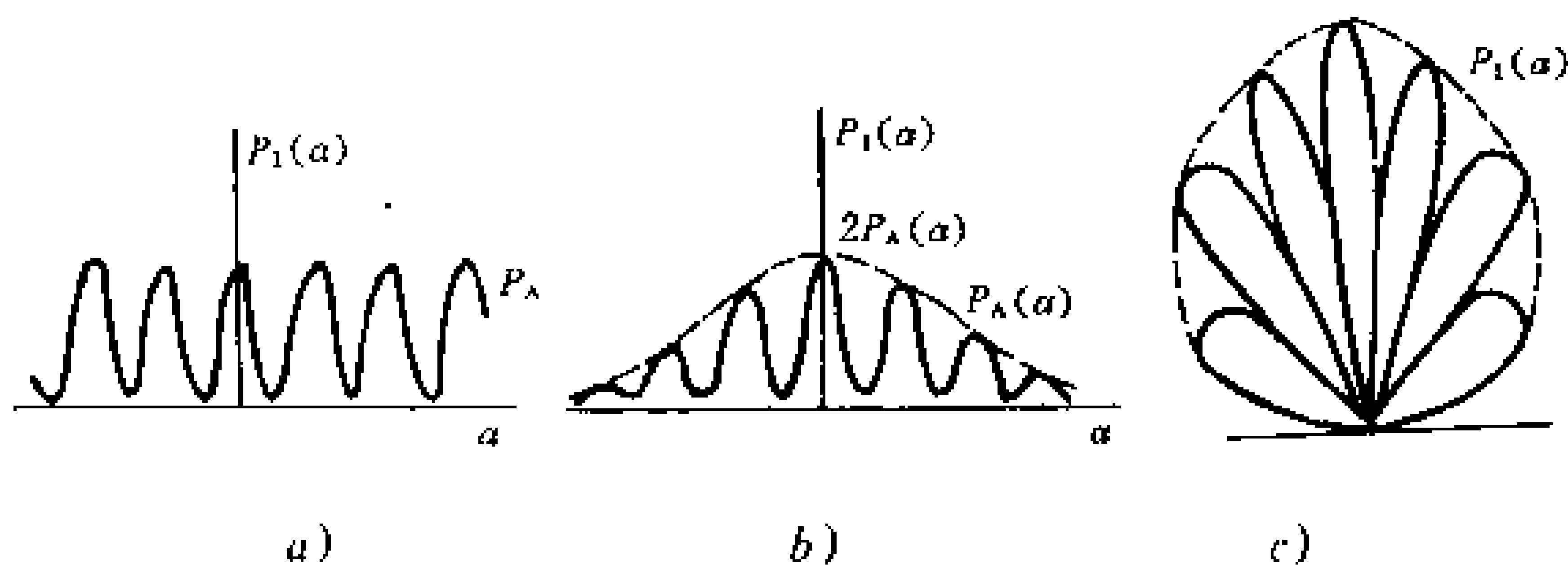


图 3.20 双天线干涉仪方向图

a) 单天线各向同性；b) 单天线带有方向性

c) 极坐标中的功率方向图

VLBI 观测在具有大天线的天文台间组织进行(图 3.21)．目

前 VLBI 的基线已达到了地球直径的长度，精度达到了 0.001″．在天体物理方面，用 VLBI 对射电星系，活动星系核，类星体，以及银河系和星际介质等课题都获得了很好的观测结果．

80 年代又发展了甚长基线天线阵系统（VLBA），角分辨率可达 0.0001″，可将宇宙射电源成像．

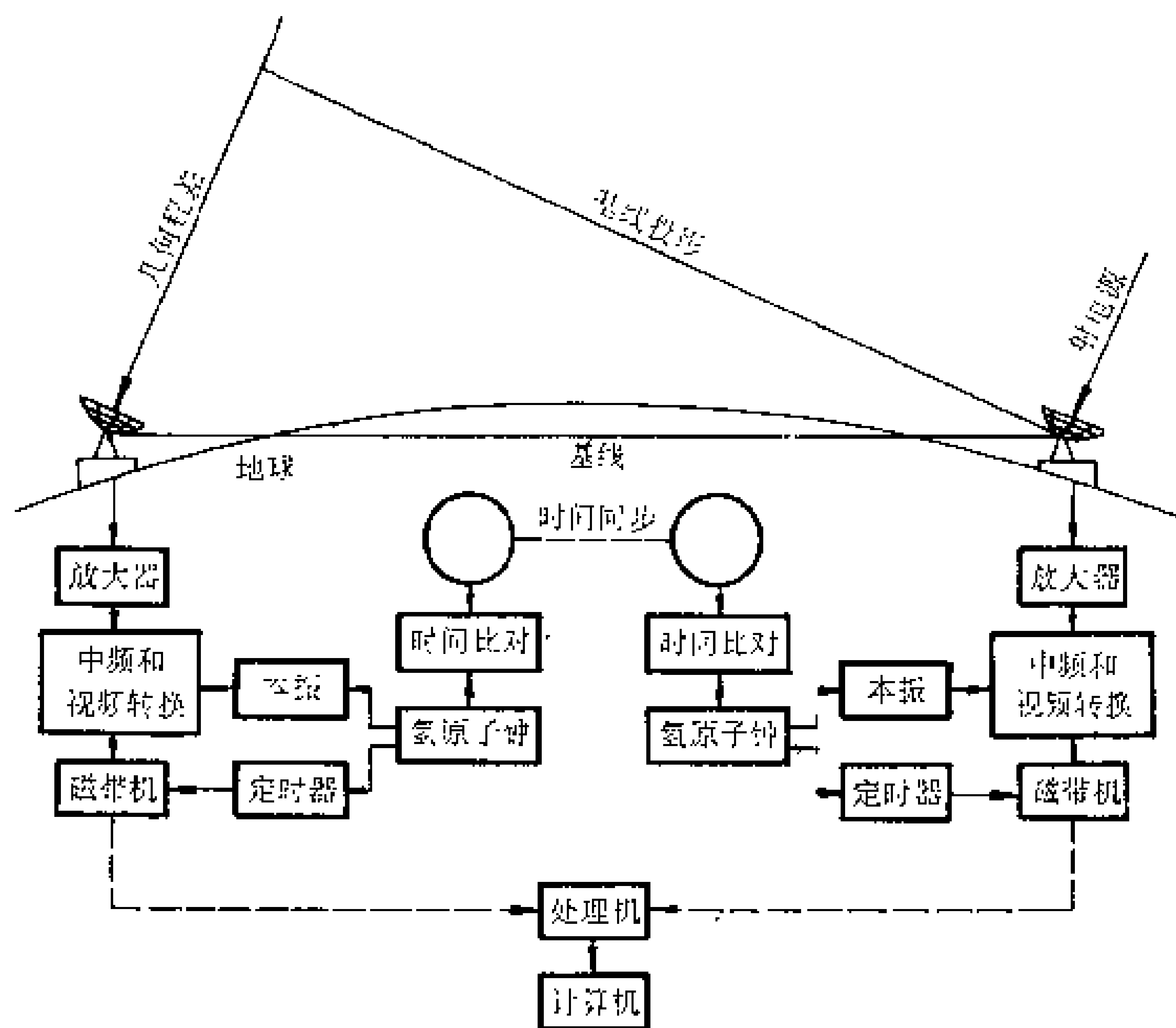


图 3.21　甚长基线干涉仪工作原理

毫米波射电天文学在 70 年代得到快速的发展，先后发现了羟基（OH），氨（NH_3），水（H_2O）和一氧化碳（CO）等星际分子，射电天文迅速向毫米波段延拓．到目前为止，星际分子已证认出 80 多种，分子谱线已测到几千条．

综上所述，射电望远镜的发展趋势是，从单天线到干涉仪和

综合孔径，从米波到厘米波，向毫米波延拓．射电观测方法也向高精度、高分辨率和高灵敏度发展．

3. 射电天文测量

(1) 射电天文测量的特点

射电天文测量覆盖的频率范围由约 3MHz 到 300GHz，相当于波长约 100 米到 1 毫米，总称为射电窗口．由于云层并不阻挡无线电波的传播，所以阴雨天不影响射电观测．射电测量所涉及的功率非常之小．目前一个大型射电望远镜能在 10MHz 频率上收集到 10^4 米^2 面积上的辐射，接收机能测出 10^{-18} 瓦的功率．射电望远镜是人类建造的最灵敏的设备之一．

射电天文测量来自各类天体的电磁辐射，为了了解天体的物理性质以及天体和观测者之间沿途空间介质的影响，必须测量电磁辐射的偏振、频谱分布、谱线位置和谱线轮廓；确定天体射电辐射的方向，记录它们的坐标位置，描绘它们的空间分布图象；测量表征天体特征的各参量随时间的变化．

(2) 射电天文测量的基本参量

(i) 辐射流密度 S_m（瓦·米$^{-2}$·赫$^{-1}$） 定义为从接收地单位面积，在单位频率间隔收到的能量，(m 表示接收到的辐射的偏振应与天线的偏振“匹配”)．它与单位频率间隔里天线输出端的有用功率 P（瓦·赫$^{-1}$）成正比：

$$P = AS_m \tag{3.25}$$

(ii) 天线有效面积 $A(l, m)$米^2 是上式的比例系数，它表示望远镜在这个频率上，接收来自任何特定方向的辐射并把功率送到输出端的有效程度．如果天线把所有投射到它上面的能量都传到接收机，天线的有效面积就等于它的几何面积．实际上在极大响应方向上的有效面积 A_{max} 有时接近几何面积，在别的方向上就小于它．所以 A 是入射方向 (l, m)的函数，l、m 是入射方向的方向余弦．

接收机测得的功率 W（瓦）是频带 $\Delta\nu$ 内的可用功率，它与有用功率 P 有如下关系

$$W=P\Delta\nu=AS_m\Delta\nu \tag{3.26}$$

(iii) 射电亮度 $B(l,m)$　单位为（瓦·米$^{-2}$·赫$^{-1}$·球面度$^{-1}$）. 它可定义为从天体上单位面积，单位频率间隔，单位时间向单位立体角发出的能量，即单位立体角中的辐射流密度：

$$B_m(l,m)=S_m/\Delta\Omega \tag{3.27}$$

以上各式中 A，$\Delta\nu$ 是观测系统的参量，W 是测量量，由以上各式可求得 S 和 B. 这两个量是天体辐射的基本参量，也是射电测量主要推求的量.

(iv) 天线温度 T_a(K)　射电天文测量的功率很小，常用温度单位代替功率单位. 设想在接收机的输入端用一个电阻来代替天线，常把天线收到的一定频率间隔内的有用功率 P，等价于这个电阻在温度为 T_a K 时的可用热噪声功率，这个假想的电阻的温度 T_a 称为天线温度. P 与 T_a 的关系由下式表示

$$P=kT_a\ (\text{瓦·赫}^{-1}) \tag{3.28}$$

式中 k 为玻耳兹曼常数. 在射电天文测量中惯用 $T_a=1$K 作为 P 的单位.

(v) 亮度温度 $T_B(l,m)$(K)　我们把方向 (l,m) 上的射电源的射电亮度 $B(l,m)$ 等价于温度为 T_B(K) 的黑体辐射器的亮度. 该 T_B 称作射电源在这个方向上的亮温度，两者的关系由瑞利－金斯公式近似给出：

$$B\sim 2kT_B/\lambda^2 \qquad (h\nu\ll kT_B) \tag{3.29}$$

(vi) 天线的功率增益 $G(l,m)$　它由下式定义

$$G(l,m)=\frac{W(l,m)}{W_s/4\pi} \tag{3.30}$$

其中 $W(l,m)$ 是单位立体角内天线的发射功率，$\frac{W_s}{4\pi}$ 是平均发

射功率.

(vii) 天线的功率方向图 $P(l,m)$, 或称天线瓣. 它由下式定义为:

$$P(l,m)=\frac{A(l,m)}{A_{max}}=\frac{G(l,m)}{G_{max}} \qquad (3.31)$$

功率方向图反应出一台天线的分辨本领, 在极大附近的瓣称为主瓣, 其他称旁瓣. 主瓣的半功率点间的宽度称天线的角分辨率. 主瓣越窄, 分辨本领越高.

总之, 射电天文自诞生以来就极富有生命力, 它是天体物理方法的极重要组成部分. 它今天的发展更显示出了它的无与伦比的潜力. 尤其是当今天文学已进入全波段观测时期, 射电观测结合光学和其他波段观测, 将给人们提供对宇宙更加深入了解的可贵途径.

§3.7 空间天文方法

空间天文学是在高层大气和大气外层空间区域进行天文观测和研究的一门新学科. 空间天文学的兴起是天文学发展的又一次飞跃. 就观测波段而言, 它又分成许多分支, 如红外天文学、紫外天文学、X 射线天文学、γ 射线天文学等.

空间天文观测有其优越性, 首先它突破地球大气层这一屏障, 扩展了天文观测波段, 发展为全波段天文观测. 其次, 空间天文观测消除大气的消光作用, 免除大气湍流造成的光学抖动的影响, 天象不会歪曲, 这就大大提高仪器的分辨本领.

1. 红外天文卫星(IRAS)和国际紫外探险者(IUE)

红外天文和亚毫米波天文学发展时间不长, 但对研究某些天体现象来说, 这个波段上的探测是十分关键的. 例如, 为了研究

恒星的诞生，需要观测稠密的坍缩云的内部．然而，它常由一层厚厚的尘埃包围着．众所周知，可见光，紫外光都不可能穿透尘埃层．但是，它对红外光线是透明的，可用红外天文观测来探知这种坍缩云的内部过程．

应特别提到红外天文卫星（IRAS —— Infrared Astronomic Satellite），其波段为 12，25，60 和 100 微米（μ m）．它已在多方面做出了贡献，诸如：红外类星体的证认，红外星系的证认，星暴星系的观测，红外星际薄卷云的发现，碳星的发现等等．

有关红外望远镜的下一步计划，最主要的是空间站红外天文望远镜装置（SIRTF）．它是一个孔径为 0.85 米的望远镜，用冷冻剂加以冷却．工作波长为 2 — 300μm．它的灵敏度比 IRAS 高 1000 倍．红外观测设备基本结构如图 3.22 所示．

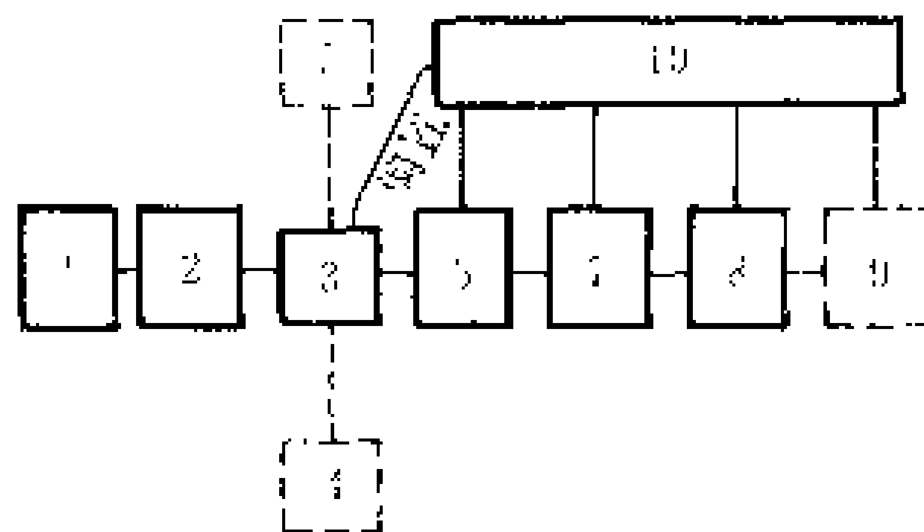


图 3.22 红外天文观测系统的基本结构

1. 光学系统； 2. 扫描或调制； 3. 探测器； 4. 参考黑体； 5. 致冷器； 6. 前置放大器； 7. 放大器； 8. 显示器； 9. 记录； 10. 电源

紫外天文观测是通过对电磁波的紫外线波段研究天体．地球大气对紫外线（100 — 4000Å）有吸收作用，紫外观测必须用火箭或卫星到空间去观测．

在此我们特别介绍国际紫外探险者（简写为 IUE）．该卫星的重大贡献远远超出了原来的预想．原计划工作三年．但自 1978 年 1 月 26 日该卫星成功发射以来，一直在工作．它由美、英、

欧洲空间局三家管理．IUE 的望远镜口径不大(0.45 米)，装有两种不同功能的摄谱仪．通常将短波主相机(SWP)和长波主相机(LWP)作标准探测器．IUE 沿一条椭圆形的同步轨道环绕地球运行．

使用 IUE 的方法也令人愉快，位于美国马里兰州的戈达德空间飞行中心，设有 IUE 望远镜操作中心．在电视屏幕上可直接看到星场图像．选定观测目标后，就可将该目标调到摄谱仪孔径的中心位置．于是可得到所需要的数据．

IUE 有许多科学成果．首先，它使冷星的研究进入一个新阶段．它可观测研究冷星的色球层和星冕之间的过渡区．利用 IUE 还可以观测到用其他手段难以得到的元素丰富度．它对类星体、活动星系核的观测也提供了极其宝贵的资料，如类星体 3000Å 的隆起，星系际云的氢 912Å 的吸收等．

2. *X* 射线天文和 γ 射线天文观测

X 射线天文是用 *X* 射线(波长 0.01 ～ 100Å)研究天体．*X* 射线天文学的一个突出成就，就是将掠射光学原理应用于 *X* 射线天文，使大面积 *X* 光聚焦成像技术成为现实，制成了真正有研究价值的高分辨率的 *X* 射线望远镜，图 3.23 是其光路示意图．

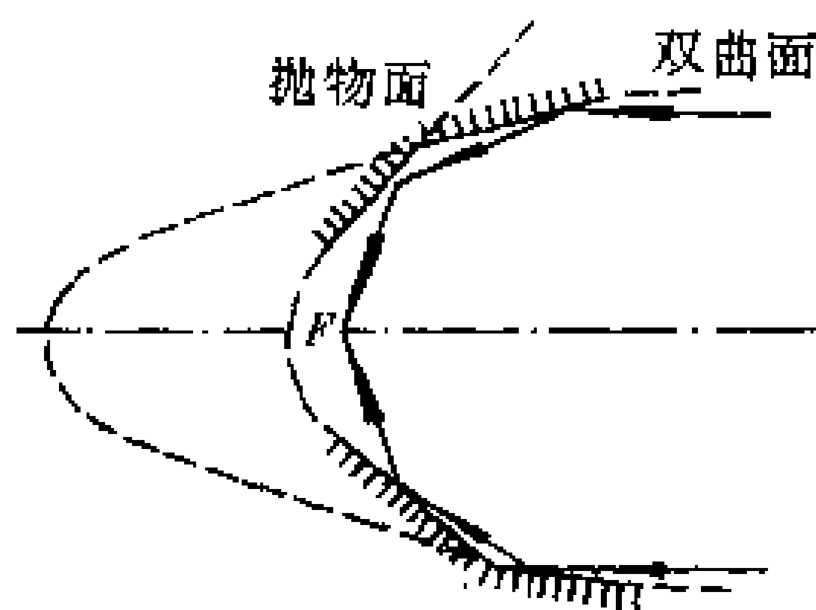
X 射线天文所采用的探测仪器随 *X* 射线光子能量不同而有所不同．软 *X* 射线用正比计数器．对硬 *X* 射线正比计数器失去作用(它的探测上限为 60keV)．更高能量的探测，则需用闪烁计数器(图 3.24)．

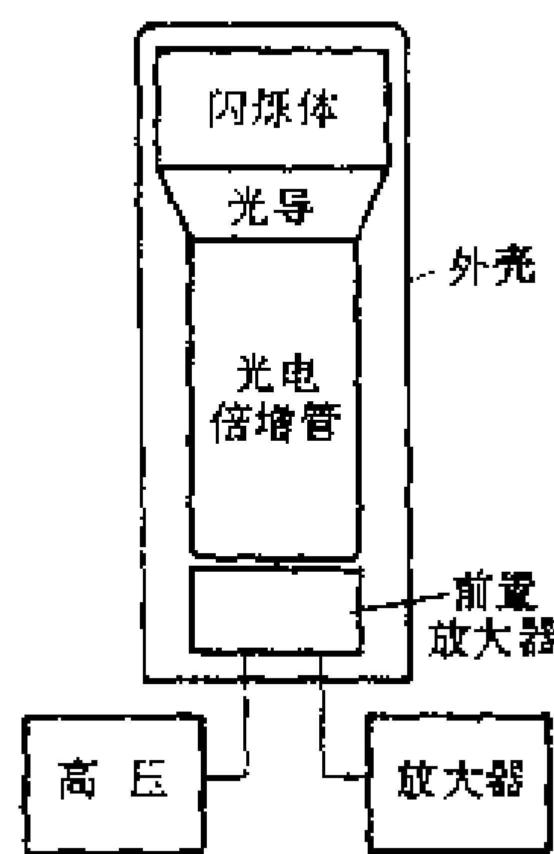
关于 *X* 射线天文的详细研究在第六章加以介绍．

γ 射线天文学是研究来自天体的波长短于 0.01Å 的辐射．关于天体可能发射 γ 射线的理论，早在五十年代末就开始讨论了．观测方面则始于六十年代初．关于 γ 射线天文卫星及观测研究我们将在 §6.8 中详细介绍．此处仅列出 10^5eV — 10^{11}eV 范围中 γ

射线天文学可研究的某些课题：

1. 脉冲星的发射机制；
2. 银河系中高能粒子的分布；
3. 活动星系核过程；
4. 高能背景辐射的起源；
5. γ 源中物质成分及状态；
6. γ 射线爆发的本质.





闪烁计数器结构示意图

图 3.23 X 射线望远镜的光路

图 3.24 闪烁计数器原理图

γ 射线天文学下一个大型观测装置，是 γ 射线天文台（GRO）. 它的工作能量范围为 10^4 eV — 2×10^{10} eV. 灵敏度也要提高一个量级，角分辨率也有很大提高，它将对 γ 射线爆发以及 γ 射线谱提供重要的观测数据.

3. 哈勃空间望远镜（HST）

1990 年 4 月 24 日哈勃空间望远镜升上了太空，天文学家多年的梦想成为现实.

哈勃空间望远镜(见本书封面)是由美国国家航空与航天局(NASA)和欧洲空间局(ESRO)联合研制的. 其主体为长13米直径4.3米的圆筒，望远镜主径口径2.4米，总重量为12.5吨，研制历时13年，耗资21亿美元. 现在，终于由发现号航天飞机带到了高度为600千米的空间轨道，实现了天文学家从大气层以外空间观测天体的愿望. 为了纪念伟大的天文学家哈勃(Hubble)该望远镜命名为哈勃空间望远镜. 它的发射成功，是空间天文学发展的一个新的里程碑. 它使我们进入了天文学史上的第二个黄金时代(1609年，伽里略把望远镜指向天空，开创了天文学史上的第一个黄金时代). 它将向我们展示出新的宇宙面貌，并将改写人类对宇宙的认识. 正如美国天文学家伯比奇(Margaret Burbidge)所说："天文学家一直梦想着到大气层外面去观测宇宙. 这一愿望的实现使我们激动万分. 这好像是揭开了宇宙的面纱，使我们得以瞻仰其全新的面容."

哈勃空间望远镜有三大优点. 第一，恒星不再闪烁. 星光的闪烁是大气层对星光干扰的结果，地面上得到的星像直径不能小于1角秒. 哈勃空间望远镜星系直径却可以小于0.1角秒. 这使分辨率提高10倍.

第二个优点是灵敏度的提高，即它可观测到暗得多的天体，即可以发现比以前暗40倍的天体，或者说，可以看到比以前远6—7倍的天体，从而使同类天体的可观测数目一下子增加数百倍.

第三个优点是宽的频率覆盖，即不仅在可见光波段工作，而且可以在红外和紫外波段观测宇宙. 紫外波段的开发是哈勃空间望远镜的一个重点.

为了充分发挥哈勃空间望远镜的特长，现阶段设置了六个科学设备，分别使用成像、光谱、快速记录和精密导向等工作. 这些设备如下所述：

(1) 直接成像

仪器	视场	单位像元空间张角	波长范围 (Å)	极限星等
WFC	154″×154″	0.″10	1150—11 000	28
PC	66″×66″	0.″043	1150—11 000	28
FOC	44″×44″	0.″043		27
	22″×22″	0.″022	1150—6500	27
	7.″3×7.″3	0.″0072		26

其中 WFC——宽视场相机，PC——行星相机，FOC——暗天体相机.

(2) 无缝光谱

仪器	单个像元对应空间张角	分辨本领 $R=\lambda/\Delta\lambda$	波长范围 (Å)	极限星等
WFC	0.″10	100	1600—4000	22
		40	1300—2000	21
		45	3000—6000	23
		35	6000—10000	23
FOC	0.″043	50	1150—6000	22
	0.″022	50	1150—6000	22

(3) 有缝光谱

仪器	狭缝投影尺度	谱分辨率 R	时间分辨率	波长范围(Å)	极限星等
FOC	0.″1×20″	2000		1150—1325	18
		2000		1167—1767	18
		2000		1750—2650	20
		2000		3500—5300	21

FOS	0.″1 — 4.″3	1300	20 毫秒	1150—3500	18—22
		250	20 毫秒	1150—3500	21—23
HRS	0.″25—2.″0	100 000	50 毫秒	1150—3200	11—14
		20 000	50 毫秒	1150—3200	13—16
		2000	50 毫秒	1150—1300	17

其中 FOS —— 暗天体摄谱仪，HRS —— 高分辨率摄谱仪

(4) 光度测量

仪器为高速测光计(HSP)，时间分辨率可达 10 微秒，极限星等为 25^m.

(5) 天体测量和 (6) 精密导向装置

所用仪器为精密导向装置(FGS)，位置精度为 0.″0016，极限星等为 17，即除作导向外亦进行天体测量.

哈勃空间望远镜将在天文学许多领域中作出贡献，例如：

(1) 恒星领域：

近邻星的环境，可能的行星系统的存在；

双星系统的研究；

矮星的研究；

球状星团的距离、年龄、化学组成；

银河系中心的高分辨率的研究

(2) 星系领域：

在 25 兆秒差距的距离上，哈勃空间望远镜的分辨率相当 120 秒差距，而可测最暗天体的绝对星等为 -4^m. 在这样的尺度内，可直接用造父变星的周光关系确定近于室女星系团的距离，甚至直接定出室女星系的距离，从而进一步确定测定星系距离的第二级第三级距离标准，使哈勃常数 H_0 的精度准于 10%；

近邻星系的星族与球状星团的研究；

近邻星系物理特性的研究；

活动星系核、类星体的研究；

射电星系形态的研究等．

哈勃空间望远镜将使天文学发生革命性变化，可能的发现是什么呢？

无疑，一定是新天体新现象的发现．为此选了 50 个高银纬天区作 2000 秒露光观测．以求发现新天体．

在宇宙学方面，一是测哈勃常数 H_0，进而确定宇宙学的减速因子 q_0，从而解决宇宙的开闭问题．

我们引用贾科尼(Giacconi)所说“真正令人惊异的不是宇宙多么宏大而人类如何渺小，而是渺小人类的 1.5 千克重的大脑居然可以询问宇宙如何产生，如何演化成今天的样子等，而且可找出令人满意的答案．这才是真正的奇迹”．哈勃空间望远镜将创出奇迹，令人类感到自豪．

在此，我们不会忘记，科学，与人类其他进步事业一样，需要牺牲，需要付出惨重痛苦的代价(1986 年 1 月 28 日挑战者号航天飞机在上空坠毁时，千万名观众目睹了它的爆炸，七名宇航员无一幸免，其中包括被学生们推举出的年轻的女教师麦考利夫)．

§3.8 天体的距离

天体物理中天体的距离是十分重要的数据．它是我们研究天体、认识宇宙的基础．确定天体的距离往往是首要任务．没有天体距离的数据，天体的物理性质很难确定．天文学史上随着对天体距离的认识的深入，不断发生革命性的变化(如河外星系的发现)，现在对类星体的红移的论争也与它的距离有关．天体距离的确定在天文学中一直占有重要地位．

1. 视差

观测者在两个不同位置看到同一天体的方向之差称为视差．测量天体的视差，就可以确定天体的距离，因为天体的视差与天

体到观测者的距离之间存在简单的三角关系．视差测量是确定天体距离的最基本的方法，称为三角视差法．

测定太阳系内天体的视差时，以地球半径作为基线，所测视差称为周日视差．测定恒星的视差时，以地球和太阳的平均距离作为基线，所测定的视差称为周年视差．

月球的周日地平视差 p_0 和地心到月球的距离 D 以及地球的半径 R 之间的关系可表示为：

$$D=\frac{R}{\sin p_0}$$

已知地球半径 $R=6371$ 千米，$p_0=3422.''431$，可求出到月球距离，D 为

$$D_{月}=3.84401\times10^5\ 千米$$

测定恒星的距离是用周年视差．恒星的周年视差的定义是：以太阳到恒星的距离 r 为弦，以日地平均距离 a 为最小边的那个直角三角形的最小角 π（图 3.25）．显然，r 和 π 之间的关系为：

$$r=\frac{a}{\sin\pi} \tag{3.32}$$

由于 π 很小，可以用它的弧度数代替正弦，$\pi\simeq\sin\pi$，于是得

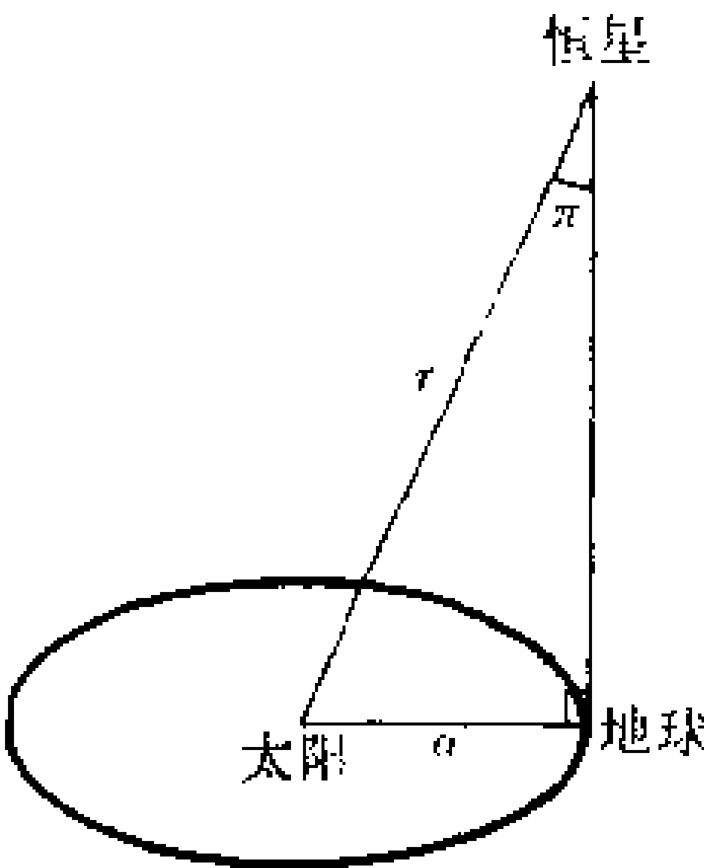


图 3.25 周年视差的定义

$$r=\frac{a}{\pi} \tag{3.33}$$

式中 π 以弧度表示．如果 π 以角秒表示，并记为 π''，则得

$$r=206265\frac{a}{\pi''} \tag{3.34}$$

其中 a 和 r 都以千米为单位．若以天文单位 $a=1$，则成为

$$r=\frac{206265}{\pi''}\ \mathrm{A}\text{(天文单位)} \tag{3.35}$$

由于天体距离遥远，距离的单位常用下列两种单位：

秒差距(pc)—— 与周年视差 $\pi''=1''$ 对应的距离；

光年(l.y.)—— 光在一年内所行的路程．

这些单位之间[illegible]有如下关系：

1 秒差距(pc) $=3.26163$ 光年(l.y.)$=206265$ 天文单位(A)

$=3.08568\times10^{18}$ 厘米(cm)

显然，恒星的距离若以秒差距为单位，(3.35)式成为

$$r=\frac{1}{\pi''}\ \text{秒差距} \tag{3.36}$$

若以光年为单位，则为

$$r=\frac{3.26}{\pi''}\ \text{光年} \tag{3.37}$$

在讨论更遥远的天体时，用更大的距离单位：

1 kpc(千秒差距)$=10^3$ pc，

1 Mpc(兆秒差距)$=10^6$ pc．

例如最近的星系大麦哲仑云的距离为 55kpc．室女座星系团为 19Mpc．

三角视差法是测量距离的基础，但由于各种因素的影响，精确度到 0.″02，即在距离为 50 秒差距内是精确的，更远的天体必须用其他方法．

2．分光视差法

这是分析恒星谱线以测定恒星距离的一种方法．我们已知恒星的视星等 m、绝对星等 M 和距离 r 有以下关系：

$$5\lg r=m-M+5 \tag{3.38}$$

根据恒星谱线的强度和宽度差异，估计恒星的绝对星等，由

观测已知恒星视星等，于是便求得它的距离．由于星际消光对 m 和 M 都有影响，用该方法测定恒星距离时必须计及星际消光的影响．分光视差可达到 3×10^4pc．

3. 威尔逊－巴普法

1957年，威尔逊和巴普发现，晚型星（G．K和M型）恒星光谱中电离钙的反转发射线宽度 W_2 的对数与恒星绝对星等 M_v 存在着线性关系，即

$$\frac{dM_v}{d\log(W_2)}=\text{常数}$$

利用已知三角视差距离的恒星和它们的 W_2 可作出定标线（图3.26）．W_2 是线宽，以圆频率为测量单位．

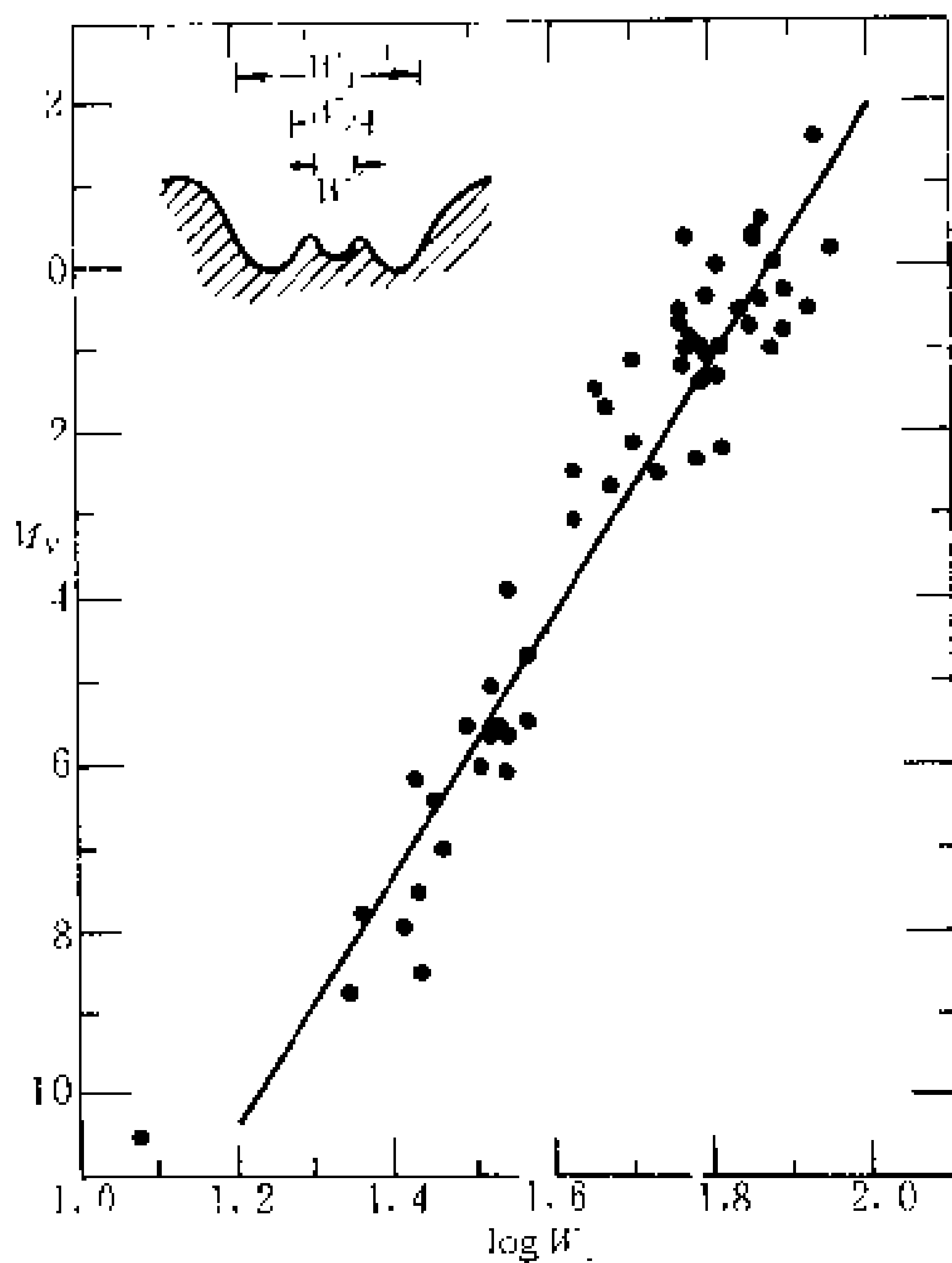


图3.26 CaII发射线宽度 W_2 与绝对星等的关系图

4. 星群视差法

移动星团的成员星都具有相同的空间速度．由于透视作用，它们的自行会聚于天球上一点或从某点向外发散，该点称“辐射点”．知道辐射点的位置，并从观测得到 n 个成员星的自行 μ_k 和视向速度 v_r^k，该星团的平均周年视差为

$$\bar{\pi}=\frac{4.74}{n\bar{v}}\sum_{k=1}^{n}\frac{\mu_k}{\sin\theta_k}$$

$$\bar{v}=\frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n}v_r^k\sec\theta_k$$

式中 θ_k 为第 k 颗星和辐射点的角距离．

5. 主星序重叠法

该方法基于恒星的赫罗图（见第五章）．认为所有主序星都具有相同的性质，同一光谱型的主序星都具有相同的绝对星等．把待测星团的赫罗图同太阳附近恒星的赫罗图相比较，使两个图的主星序相重迭．根据纵坐标读数之差即星团的主序星的视星等与绝对星等之差，便可求出星团的距离．也可将待测星团的主星序与已知距离的比较星团的主星序加以比较，得出两者相对距离．根据比较星团的已知距离，便可求出待测星团的距离．这是测定星团距离的一种有效方法．

6. 变星测距

我们先介绍利用天琴座 RR 变星测定距离．这类星的特点是光变周期长短不同，而它们的光度是相同的，绝对星等为 $+0.^{m}5$ 左右．因此，先通过观测定出它们的视星等 m，将 m 与绝对星等 M 比较，便可定出含有这类变星的星团的距离．这类变星光度大，是相当理想的“距离指示器”．

造父变星的光变周期长，它们的光度和光变周期之间有一种确定的关系——周光关系，即光度越大，光变周期越长．银河系的经典造父变星可采用以下关系：

$$M_V = -3.425\lg P + 2.52(B-V) - 2.459$$

$$M_B = -3.425\lg P + 3.52(B-V) - 2.459$$

深入研究表明，河外星系中造父变星的一些特征与银河系中的不完全一致．后来发现两类造父变星，分别属于不同星族．经典造父变星属星族 I，室女 W 型星属星族 II，两者光变曲线虽然类似，室女 W 型星的光度小 $1.^{m}4$（图 3.27）．利用周光关系，由测得的光变周期可求出它们的绝对星等，再将绝对星等与其视星等加以比较，便可求出距离．利用这种方法可测出河外星系的距离，所以有时称其为“量天尺”．

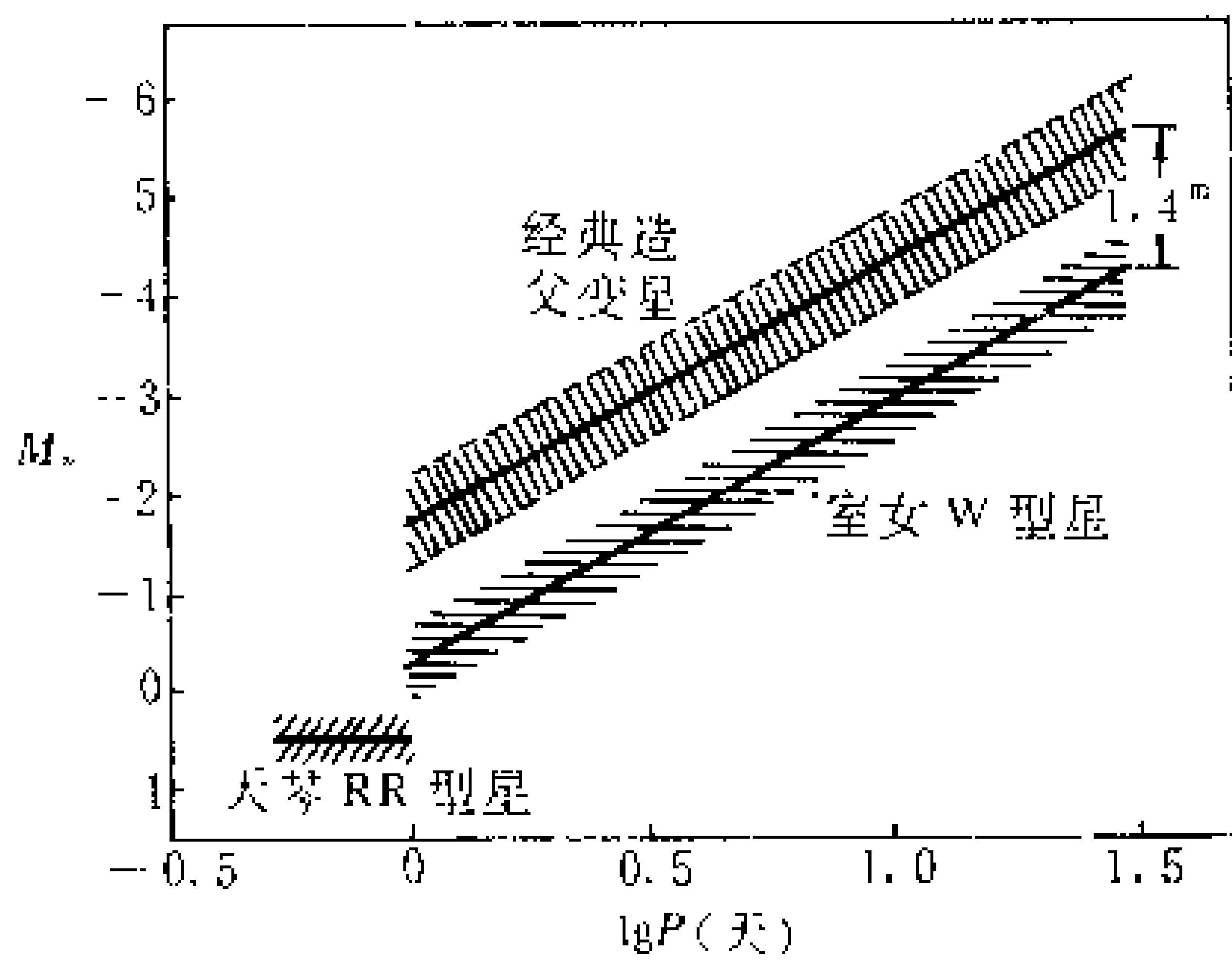


图 3.27 造父变星的周光关系

7. 谱线红移和哈勃定律

观测表明，河外星系的谱线都有红移现象，而且红移量 z 与距离成正比，存在哈勃关系

$$r=\frac{c}{H_0}\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{cz}{H_0}$$

式中 $z=\dfrac{\Delta\lambda}{\lambda}$ 为红移量，H_0 为哈勃常数（50 千米／秒／百万秒差距）．因此，原则上只要测出红移量，便可求出河外星系的距离．图 3.28 是红移 z 与星等的关系图，它是用 38 个星系团中最亮的成员所绘制的．

关于测定天体的距离的方法还有很多．例如用亮星，新星，超新星，HII 区等测定星系的距离．现将宇宙中天体的距离尺度和测定方法归纳于图 3.29 中．

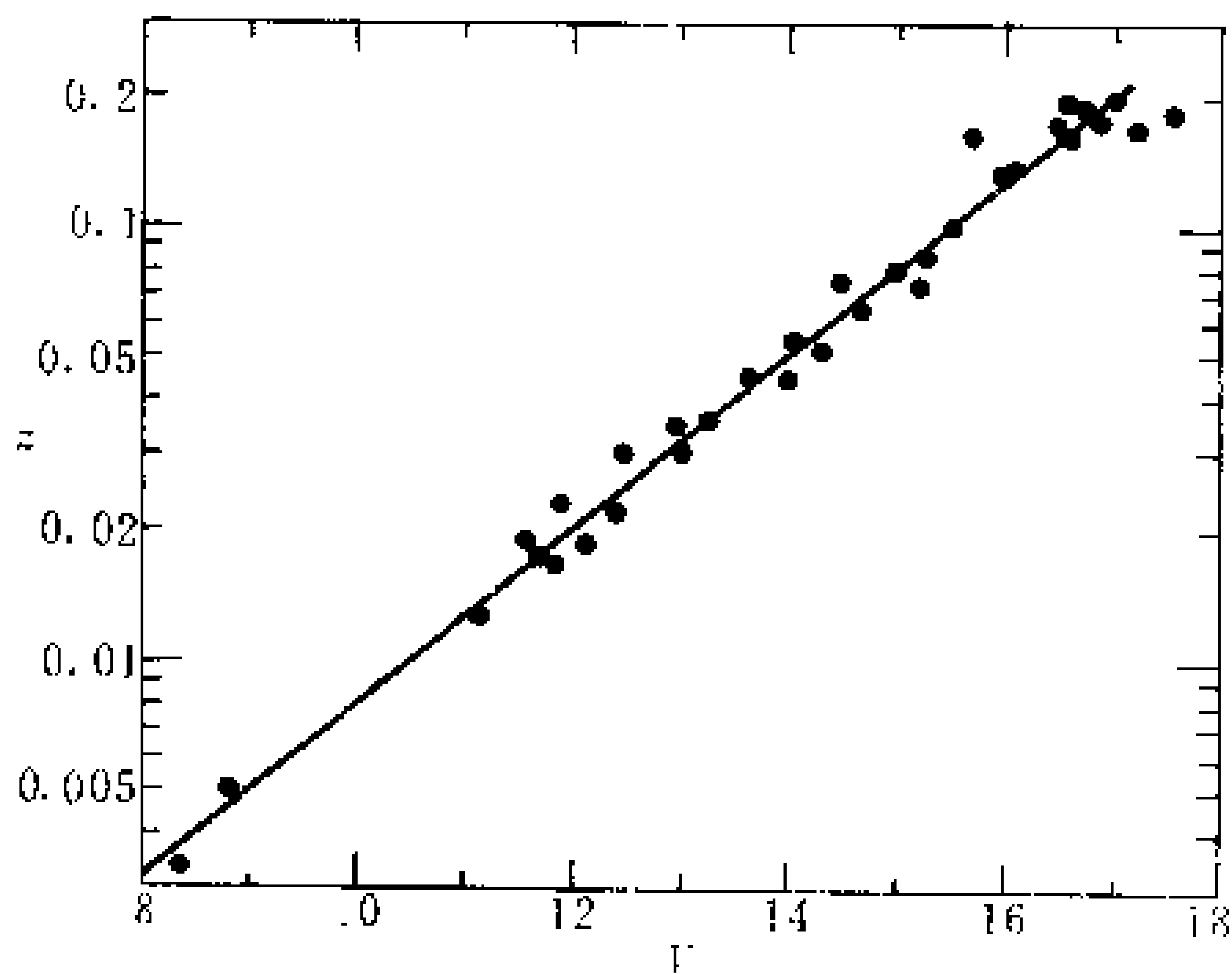


图 3.28　红移和星等关系图

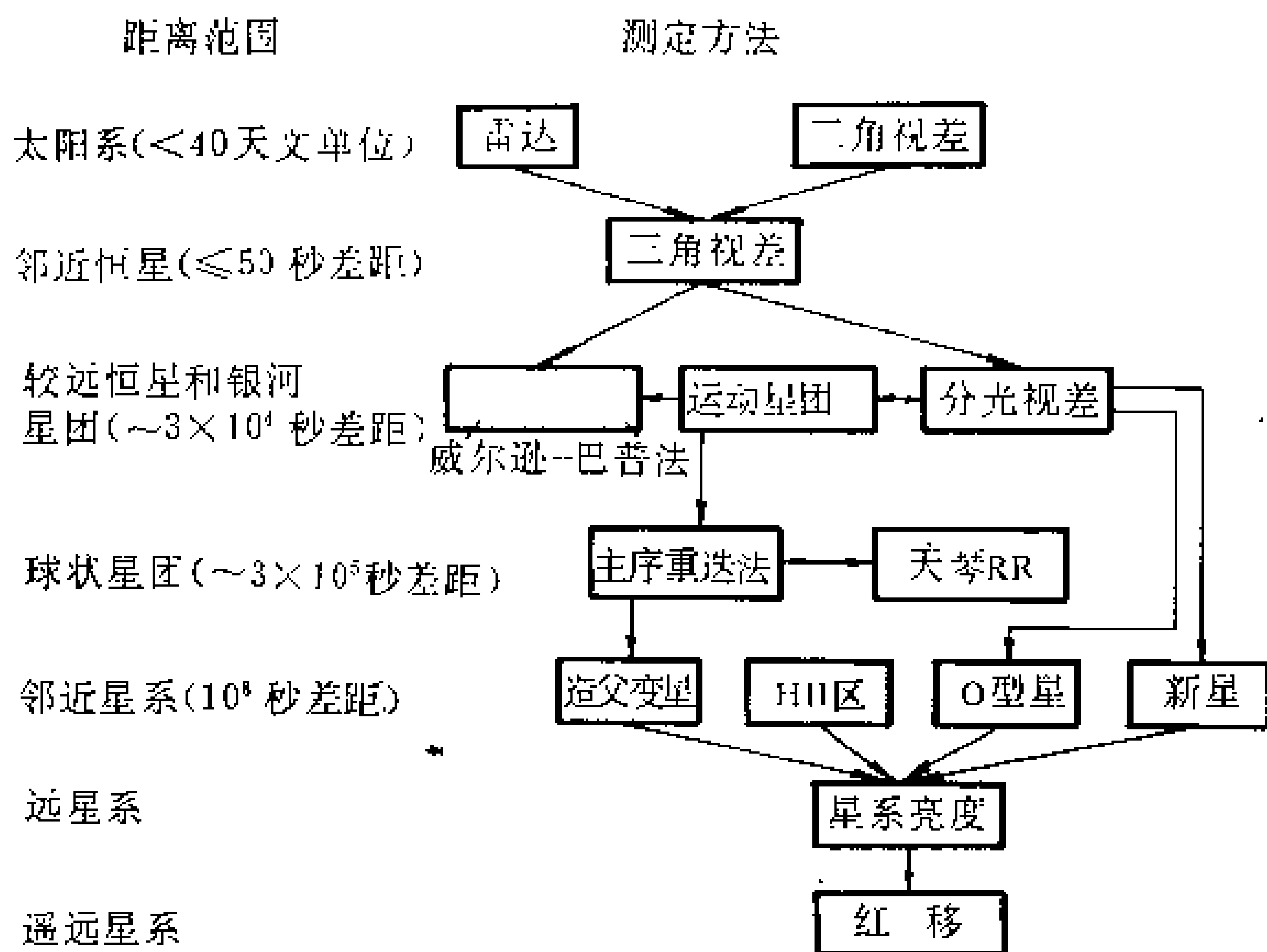


图 3.29 天体距离的流程图

§3.9 恒星的大小

恒星的大小即恒星的直径是恒星的基本参量之一．求恒星直径的方法大体有：(1) 用迈克耳孙干涉法(图3.30)或汉伯里－布朗干涉法(图3.31)求得恒星角直径，再由距离求真直径；(2) 分析月掩星时被掩星亮度变化求出掩星的真直径；(3) 由绝对热星等 M_b 和表面有效温度求出表面积，进而求得真直径，即由 $L=4\pi R^2\sigma Te^4$，和 $M_b=-2.5\lg L$，求得 R；(4) 双谱分光双星有了分光轨道解，如果它又是交食双星并能由光变曲线得出测光解，则可得每一子星的真直径；(5) 部分脉动变星有了合适的视向速度曲线，光变曲线和反映有效温度的色指数曲线，可求出相应于一定位相的真直径．表 3.8— 3.10 给出某些观测结果．

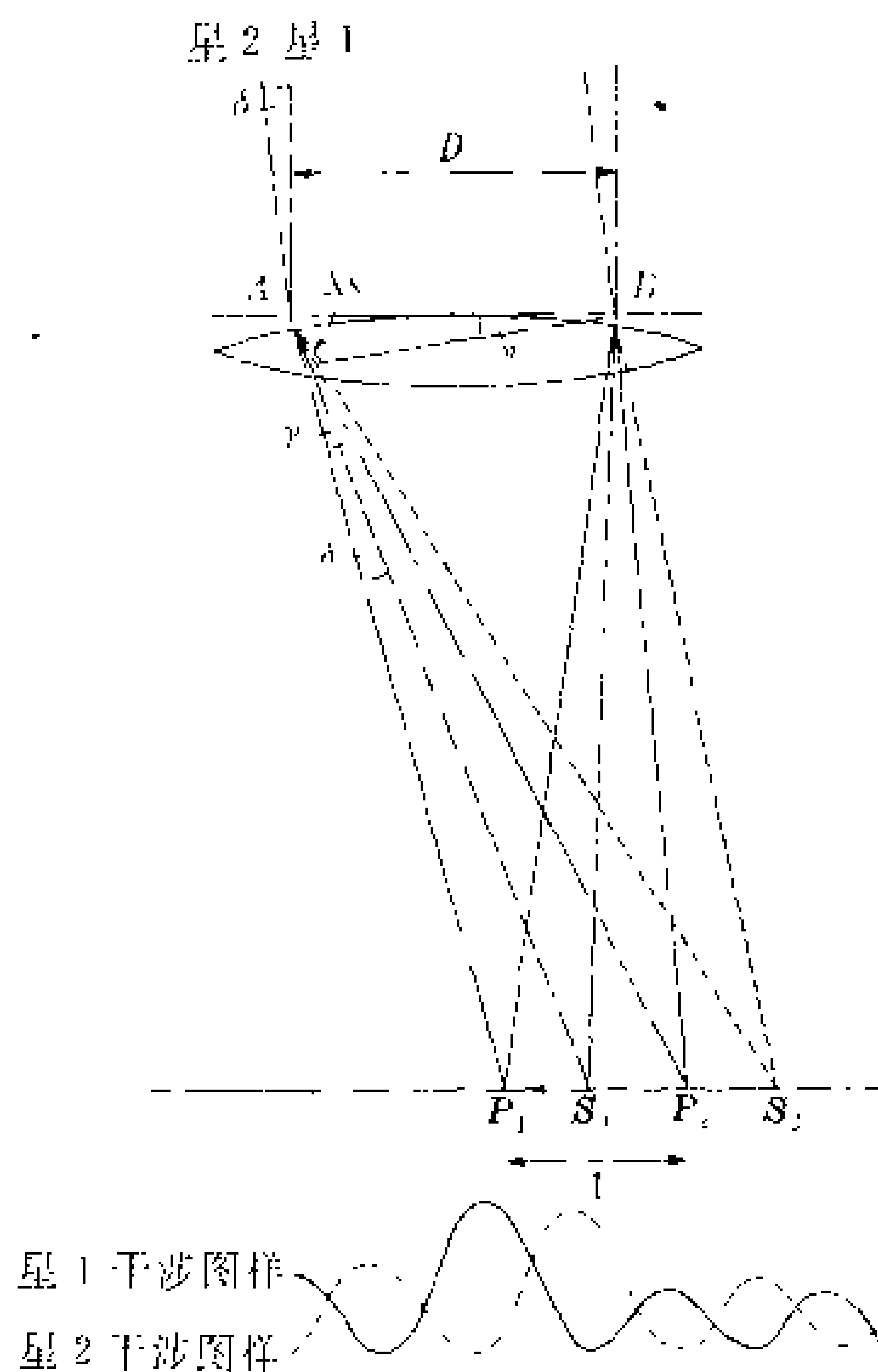


图 3.30 迈克尔孙干涉仪光线的示意图．A，B 为相距为 D 的小孔星 1 的主像在 P_1 点，星 2 主像在 S_1 点．图下部为两颗星的干涉图样

表 3.8 用迈克耳孙干涉仪测得恒星的角直径

恒星	光谱型	D 值 (米)	角直径 θ''
α Boo	K0III	7.3	0.020
α Tau	K5III	7.3	0.020
α Ori	M0III	3.0	0.047
β Peg	M5III	6.7	0.021
α Her	M8III	4.9	0.030
α Sco	M0III	3.7	0.040

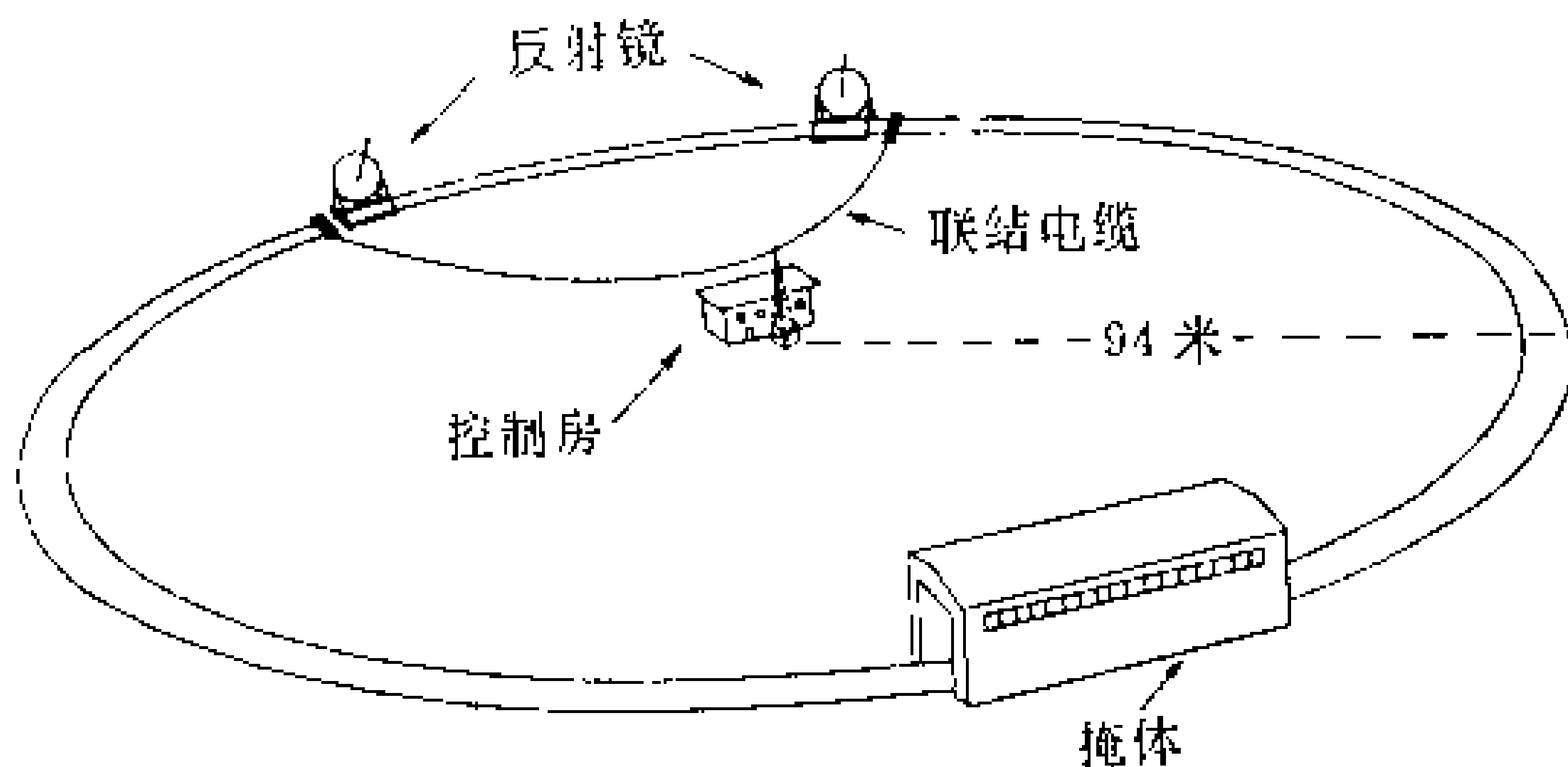


图 3.31 汉伯里－布朗干涉仪装置示意图

表 3.9 汉伯里－布朗干涉法测得恒星角直径

恒星	光谱型	角直径 (10^{-3} 弧秒)
α Eri	B3V	1.92±0.07
β Ori	B8Ia	2.55±0.05
γ Gem	A0IV	1.39±0.09
α CMa	F5V	5.50±0.17
α Lyr	A0V	3.24±0.07

表3.10 恒星半径的比较

星名	特征	半径 ($R_\odot$ 为单位)
天狼乙 (SiriusB)	白矮星	0.0073±0.0012
天龙 CM 甲	红矮星	0.252±0.008
南门二丙 (α Cen C)	矮星	0.38
大陵五甲 (β Per, Algol)	兰矮星	3.08
大角 (α Boo, Arcturus)	红巨星	23.5
参宿二 (ε Ori Ainilam)	蓝超巨星	34
参宿四 (α Ori, Belegeus)	红超巨星	～ 900

§3.10 天体的质量

质量是天体的重要参数之一．恒星的质量是恒星结构和演化的决定性因素．求恒星质量的最基本的方法是利用物理双星的轨道运动．星团的质量利用维里定理测定．利用星系自转曲线可测定星系的质量．

1. 恒星质量的测定

恒星之中只有对于某些双星，才能够从轨道运动直接定出质量．对于单星，根据广义相对论的引力红移效应，也可测定单星的质量，这十分困难．

把开普勒行星运动第三定律应用于双星，以 M_1 和 M_2 分别表示主星和伴星的质量，则

$$\frac{a^3}{P^2}=\frac{G}{4\pi^2}(M_1+M_2) \tag{3.39}$$

此处有关量的单位分别用米，千克和秒．对于目视双星的质量的测定，由轨道要素所得的半长径以角秒表示，记为 a''．于是 a 可表为

$$a=\frac{a''}{\pi''}$$

(3.39)式中的 a 若以天文单位为单位，质量以太阳质量 $M_\odot$ 为单位，P 改用回归年为单位，在此单位中 $G=4\pi^2$．由(3.39)式得

$$(M_1+M_2)=\frac{a''^3}{\pi''^3P^2} \tag{3.40}$$

可见，只有对于视差已知的目视双星，才能求出质量和．以天狼A及天狼B为例，$P=50.09$ 年，$a''=7.50''$，$\pi''=0.375''$，由(3.40)式求得 $M_1+M_2=3.19M_\odot$．

欲进一步分出每颗子星的质量，还需设法得到两子星的质量比 $\frac{M_1}{M_2}$，由已知 $\frac{M_1}{M_2}$ 和 M_1+M_2，就可确定 M_1 和 M_2.

利用决定分光双星的轨道要素和质量的方法可定出质量比．分光双星由于子星绕双星系统的质心作轨道运动，它的谱线出现单线— 双线 — 单线的周期变化（图 3.32）．通过观测可定出视向速度曲线和光变曲线，图 3.33 是 ζPhe（凤凰座 ζ）的 m_t 和 v_r 变化曲线．

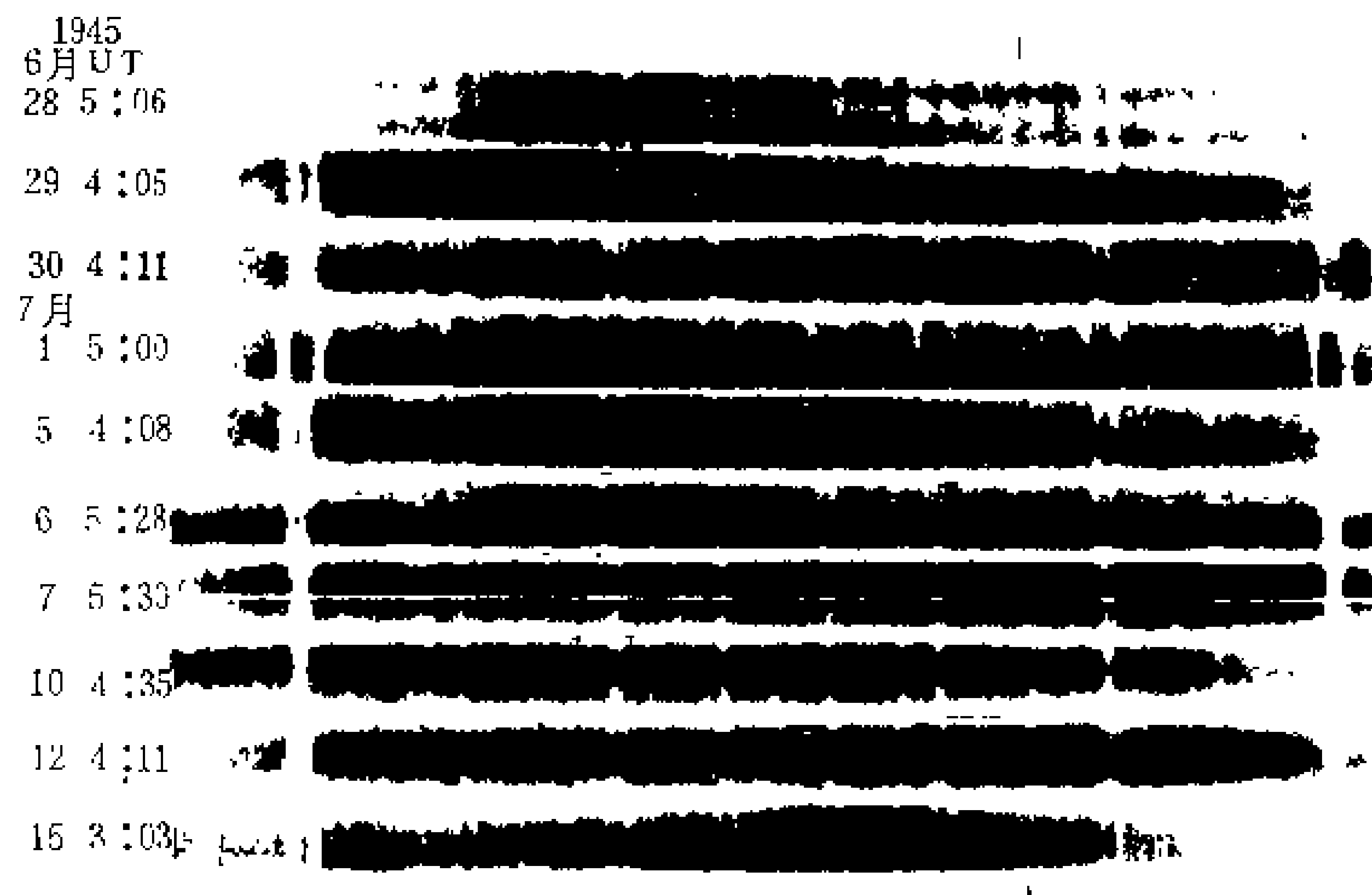


图 3.32 开阳（Mizar，ζ1 UMa）的谱线的变化

对于可测得光谱的双星，它们的圆轨道运动和视向速度及周期 P 有以下关系

$$v_1=\frac{2\pi r_1}{P},\quad v_2=\frac{2\pi r_2}{P} \tag{3.41}$$

由此得

$$\frac{v_1}{v_2}=\frac{r_1}{r_2}=\frac{M_2}{M_1} \tag{3.42}$$

此处两子星的周期是相同的，v_1 和 v_2 在两子星角距离最大时可以测定，r_1 和 r_2 以及 $(r_1+r_2)=a$ 可以推导出来（以米为单位），利用(3.39)式，即用

$$M_1+M_2=\frac{(r_1+r_2)^3}{P^2}\cdot\frac{4\pi^2}{G}$$

可以得出 M_1+M_2，再由(3.42)式求得质量比．于是可求得各恒星的质量 M_1 和 M_2．

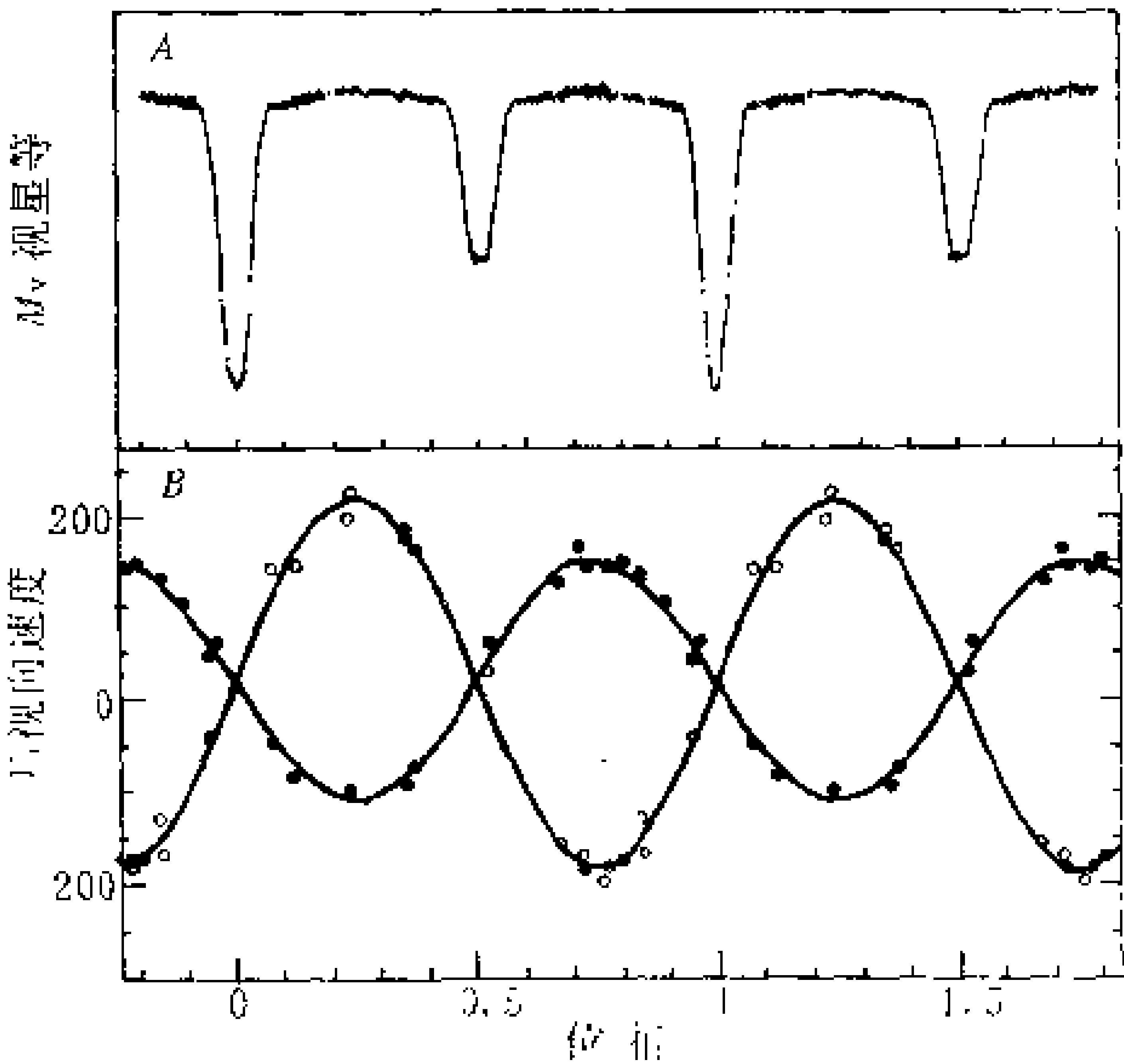


图 3.33　交食双星的光变曲线和视向速度曲线（开阳星）

这里我们讨论的是理想情况下的分光双星．对一般情况分光双星，其轨道有倾角 i，我们可以定出 $M_1\sin^3 i$，$M_2\sin^3 i$．如果同

时又是食双星，从光变曲线可得 i，从而求得 M_1 和 M_2. 对于单谱线分光双星，只能求得质量函数 $f(M_1, M_2, i)$

$$f(M_1, M_2, i) = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} \tag{3.43}$$

其中 M_1 是光谱可见的主星的质量，M_2 是伴星的质量. 关于求分光双星质量的详细推导可参见一般天体物理方法书，此处从略.

利用恒星的质光关系(mass-Luminosity relation)也可求出恒星的质量. 由观测得出质光关系为

$$\begin{aligned} \lg \frac{L}{L_\odot} &\simeq 4\lg \frac{M}{M_\odot} \qquad L > L_\odot \\ \lg \frac{L}{L_\odot} &\simeq 2.8\lg \frac{M}{M_\odot} \qquad L < L_\odot \end{aligned} \tag{3.44}$$

图 3.24 是由双星定出质量的恒星的质光关系图(Popper, 1980 Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 18, 115).

表 3.11 是各类主序星的质量、半径和色指数的平均值.

表 3.11

光谱型	B－V	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$
O8	−0.32	10	23
B0	−0.30	7.5	16
B2	−0.24	5.4	9
B4	−0.18	4.2	6
B6	−0.15	3.4	4.5
B8	−0.11	2.9	3.8
A0	−0.01	2.4	2.8
A5	+0.15	1.6	2.0
F0	+0.30	1.4	1.6
F5	+0.44	1.3	1.3

续表

光谱型	B－V	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$
G0	+0.58	1.1	1.1
G5	+0.68	0.95	0.93
K0	+0.81	0.85	0.82
K5	+1.15	0.72	0.65
M0	+1.40	0.60	0.65
M5	+1.62	0.27	0.20

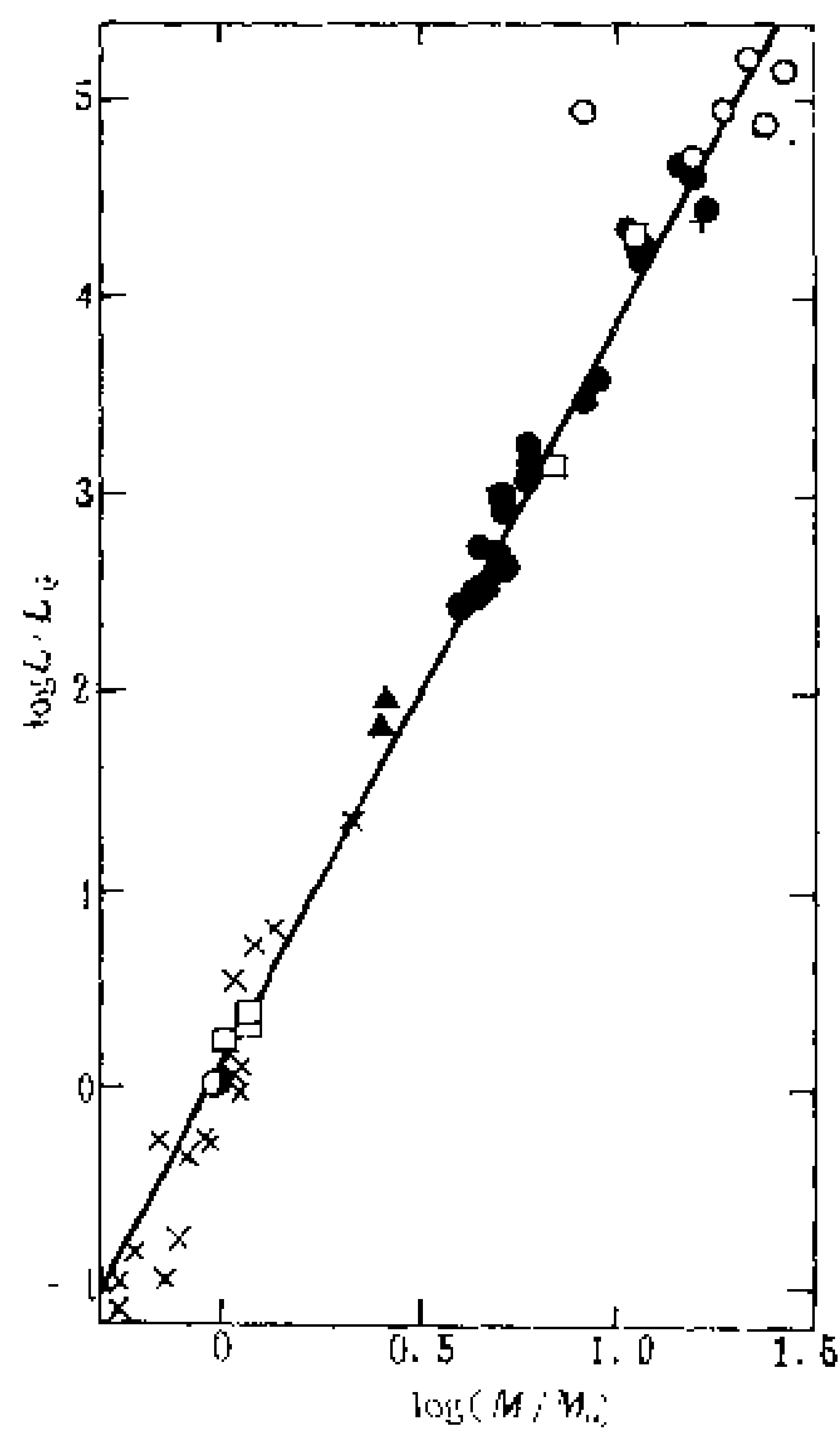


图 3.34 质光关系．○—— O 型双星，●—— O，B 双星，×—— 目视双星，□—— 分光双星，▲—— 巨星

2. 星系质量的测定

星系的质量是动力学模型的基本参量，它对构成星系总光度各类型恒星的分布也是一个制约．星系质量分布作为星系类型的函数在宇宙学中也是重要的．

确定星系质量的方法可以由星系的旋转曲线，恒星速度的弥散（椭圆星系）；或者由双星系的开普勒第三定律；也可将维里定理用于星系团．头两个方法求得的质量相一致，第三个方法估计的质量偏大．

（1）速度弥散（E 星系）

由质量分布所确定的星系中恒星在轨道的运动是平滑的，既便有恒星相碰，这种事件也是很稀有的．因此我们设恒星处于一平衡系统、可以应用维里定理．

维里定理就是克劳修斯维里定理．考虑质量为 m 的一个分子运动．设 $\boldsymbol{r}$ 是以一个任意的原点量起的它的位置矢量，$\boldsymbol{F}$ 是作用在该分子上的力，则

$$m\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2}=\boldsymbol{F}$$

将上式两边作 $\boldsymbol{r}$ 的标积，并且将所得到的方程改变一下后，就可得出

$$\frac{1}{2}m\frac{d^2r^2}{dt^2}=m\frac{d}{dt}\left(\boldsymbol{r}\cdot\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\right)=m\left(\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\right)^2+\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{r}\tag{3.45}$$

令 Σ 表示对所有分子的系综平均，并且注意到处于平衡的宏观体系是稳定的．上式就化为维里定理：

$$\sum m\left(\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\right)^2+\sum\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{r}=0\tag{3.46}$$

上式的$\sum F\cdot r$称为维里项.(维里(Virial)一词源于拉丁文Vis,意为"力").如果分子受的力仅是它们之间相互的引力,则(3.46)式变成

$$2T+U=0 \tag{3.47}$$

式中,T是气团的总动能,U是总引力势能.对于恒星U可表为

$$U=\frac{1}{2}\sum_{i\neq j}\frac{M_iM_jG}{|r_i-r_j|}=-\alpha\frac{M^2G}{R} \tag{3.48}$$

此处取和遍及所有恒星的质量M_i.公式右边项以星系的质量M表示,$2R$是星系的特征尺度,常数α依赖于星系类型.总的动能是旋转能和或然运动动能之和:

$$T=\frac{1}{2}\sum M_iv_i^2+T_{旋}=\frac{1}{2}M\langle v^2\rangle+T_{旋} \tag{3.49}$$

其中$\langle v^2\rangle$是v_i^2相对于星系中心的平均值.$T_{旋}$是星系作为整体旋转运动的旋转能.虽然对旋涡星系该项贡献是大的,可以预期对于椭圆星系它是小的.先讨论(3.49)式右端第一项中$\langle v^2\rangle$.对于球形分布的恒星部分,它们一般绕星系中心以很大的椭率运动,作为第一近似,类似于非谐振动通过星系中心,它们的速度分布表现为高斯分布,弥散为σ^2.因此,$\langle v^2\rangle=\sigma^2$.在邻近星系中只有沿视线方向的恒星速度能加以观测.但是,如果速度弥散σ_i都相同,那末,$\sigma^2=3\sigma_r^2$,此处σ_r^2是在该分量中的弥散.将(3.48)式和(3.49)式结合起来,代入维里定理,并由下式定义旋转能为

$$T_{旋}=\frac{1}{2}\beta M\langle v^2\rangle \tag{3.50}$$

于是我们可求得星系的总质量M为

$$M=\frac{3\sigma_r^2R(1+\beta)}{\alpha G}=7\times10^9R\sigma_r^2\frac{(1+\beta)}{\alpha}M_\odot \tag{3.51}$$

此处 R 以 kpc 表示，σ_r 则用 100 千米 /秒表示．α 和 β 取决于星系的几何结构（亦即星系类型）．例如对于 M32（$e=0.2$）这类 E2 星系，β 约为 0.47．

关于 α 值，统计研究的结果，对于 En 星系（$n\neq0$）：

$$U=-0.35\left(\frac{a}{b}\right)^{2/3}\frac{M^2G}{R_{\frac{1}{2}}}\qquad(3.52)$$

此处 a/b 是视长轴和短轴之比，$R_{\frac{1}{2}}$ 是指光的一半起源于半径为 $R_{\frac{1}{2}}$ 的球内．例如，由速度弥散可推出 M32（E2）的质量为 $3.6\times10^{10}M_\odot$，NGC4486（E0）的 M 为 $3.5\times10^{12}M_\odot$．

（2）用旋转曲线测定星系质量（旋涡星系）

太阳附近星族 I 的星观测表明，它们几乎绕银心作圆运动．典型的旋转速度数量为 200 — 300 千米 /秒，它们的非圆分量的或然运动通常约为 0 到 10 千米 /秒．因此，它们的动能几乎都是旋转能，它们的质量的测定不同于（3.51）式．用开普勒第三定律可作粗略的估计．假设一恒星或 HII 区绕银心以半径为 a 速度为 v 作圆运动．于是，它的离心加速度由它轨道内的物质的引力所平衡，即

$$M=\frac{v^2a}{G}=2\times10^{10}M_\odot\left(\frac{v}{250}\right)^2\left(\frac{a}{10}\right)\qquad(3.53)$$

此处 v 以千米 /秒为单位，a 以 kpc 表示．这个方法的适用性是假定所观测的恒星或 HII 区距银核足够远，它的运动轨道能包括了星系的大部分质量．

这种方法显然有局限性，因为被包括的质量并非都是球形分布．近来用 HI 的 21 厘米速度轮廓和星际气体（热星周围）的禁戒发射线（[NII]，[SII]）的观测，将旋转曲线大大拓宽到距星系

中心更远的距离．例如 M31，光学观测到星系核的距离为 20kpc，而射电（21 厘米）观测则扩展到 50kpc．由旋转曲线推算的旋涡星系的质量 M．在 10kpc 范围内，NGC6503（Sc 星系）的质量 $M \sim 1.3\times 10^{9}M_{\odot}$，而 NGC224（Sb 星系）的质量 $M \sim 3.4\times 10^{11}M_{\odot}$，所得质量－光度比值为 $M/L \simeq 10\dfrac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$．假若 M31 的旋转曲线一直到 100kpc 仍是平的，那末，它的质量约为 $10^{12}M_{\odot}$，$M/L \simeq 100M_{\odot}/L_{\odot}$．

近来对我们所处的银河系的质量作了很多研究．利用 CO 分子云的轨道运动（$r\sim 16$kpc），球状星团（$r\sim 30$— 60kpc），并设小麦哲仑云轨道运动（$r\sim 50$kpc），大麦哲仑云（$r\sim 70$kpc）以及卫星星系（$r\geqslant 80$kpc）．所有这些方法都得出相一致的结果 $\dfrac{dm(r)}{dr}\rightarrow$ 常量，用旋转速度 $v(r)\approx 200$— 250 千米／秒，这便意味着银河系的质量为 $10^{12}M_{\odot}$．

（3）双星系的质量

测定双星质量的方法也挪用到估计双星系的质量．两种系统的原则是相同的；实际上，只有对星系才能测星系的视向速度 v_r 和两星系间距的投影 a_0．一般认为，物理上成对的星系的间距小于 0.2Mpc．设典型的相对速度为 200 千米／秒，平均间距为 0.15Mpc，轨道周期约为 5×10^{9} 年．

双星系的几何图形如图 3.25 所示，它们的真实间距是 a，它们在 $y-z$ 平面内作圆运动，观测者的位置方向为 $\left(\dfrac{\pi}{2}-\phi, \dfrac{\pi}{2}-\psi\right)$．观测者看到双星系的间距为 $a_0=a\cos\phi$．两星系视向速度之差为 $\Delta v=v\cos\phi\cos\psi$，此处 v 是它们真正的相对速度．两

星系的质量分别标为 M_1 和 M_2，由离心力与引力相平衡，可求得

$$\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}\cdot\frac{v^2}{a}=\frac{M_1M_2G}{a^2}$$

消去 a 和 v，求得两星系总质量为

$$M_1+M_2=\frac{(\Delta v)^2}{G}a_0\sec^3\phi\sec^2\psi \tag{3.54}$$

上式中右边除了确定一对星系指向的 ϕ 和 ψ 之外，所有的量都由观测求得．但由上式不能求出单个星系的质量．

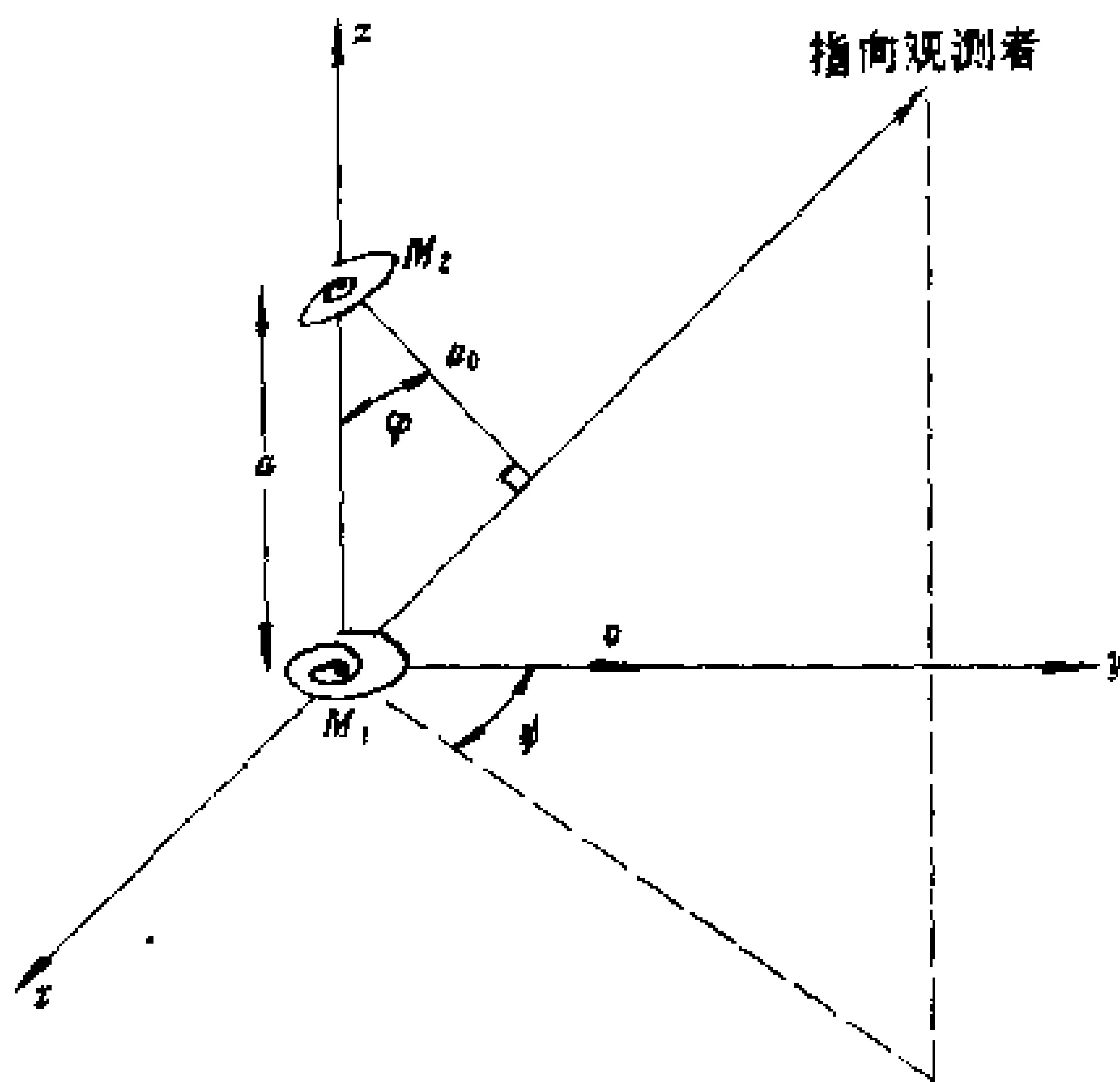


图 3.35　一对星系的几何图示

如果星系对的取向相对于观测者是或然的指向．那末，其平均值为

$$\int \sec^3\phi \sec^2\psi \frac{d\Omega}{4\pi} = 0.29 \tag{3.55}$$

将(3.54)式对角取平均，则有

$$M_1 + M_2 = 0.29 \frac{(\Delta v)^2 a_0}{G} \tag{3.56}$$

该表达式虽然对某一确定的星系对可能有较大误差，但对足够大的抽样，它提供了可用的平均质量值.

3. 星系团的质量

观测表明，星系成团，一般包括 10^2 — 10^3 个星系. 星系团与其周围的区域之间的密度有很大反差，可设它们处于引力束缚的系统内. 如果它们是受约束的且处于平衡态. 应用维里定理可求出星系团的质量 $M_{团}$. 该方法类似于用速度弥散求 E 星系的质量的方法. 假若星系团的动能仅对应于或然运动，我们可用(3.47)式维里定理，且

$$T = \frac{1}{2}\sum_i M_i \langle v_i^2 \rangle = \frac{3}{2}\sum M_i \langle v_{ri}^2 \rangle \tag{3.57}$$

此处 M_i 是星系的质量，它相对于星系团中心的速度为 v_i，其视线分量为 v_{ri}. 星系团引力势为

$$\Omega = -\frac{1}{2}\sum_{i \neq j} \frac{M_i M_j G}{r_{ij}} \tag{3.58}$$

此处 r_{ij} 是星系 i 和星系 j 两者的真实距离. 观测到的距离 $(r_{ij})_0 = r_{ij}\sin\theta$ 是 r_{ij} 在天球上的投影(图 3.36). 现在我们用它的投影值对角度取平均后的值代替 r_{ij}，即

$$\left\langle \frac{1}{r_0} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{r\sin\theta} \right\rangle = \frac{1}{r}\int \frac{\sin\theta d\theta d\phi}{4\pi\sin\theta} = \frac{2\pi^2}{4\pi r} = \frac{\pi}{2r} \tag{3.59}$$

将(3.57)式至(3.59)式代入维里定理，得

$$3\sum M_i\langle v_{ri}^2\rangle=\frac{2}{\pi}\sum_{i\neq j}\frac{M_iM_jG}{(r_{ij})_0} \tag{3.60}$$

由此得星系团的质量，进而估计个别的星系的质量 M_i(平均值)．由此方法求得的星系的质量较之由其他方法求得的星系质量都偏大．例如室女星系团 E 内的 E 星系的质量为 $3\times10^{12}M_\odot$；在武仙星系团内，除了椭圆星系(E 星系)以外，包括更多的旋涡星系，所推算的星系的质量为 $10^{12}M_\odot$．这些结果较平均值约大十倍．这种矛盾的原因还不太清楚．可能星系团中有些质量未形成星系；另外也许星系团是无约束的，在此情况下(3.60)式不适用．总之，这方面涉及丢失质量等问题，需要深入研究．

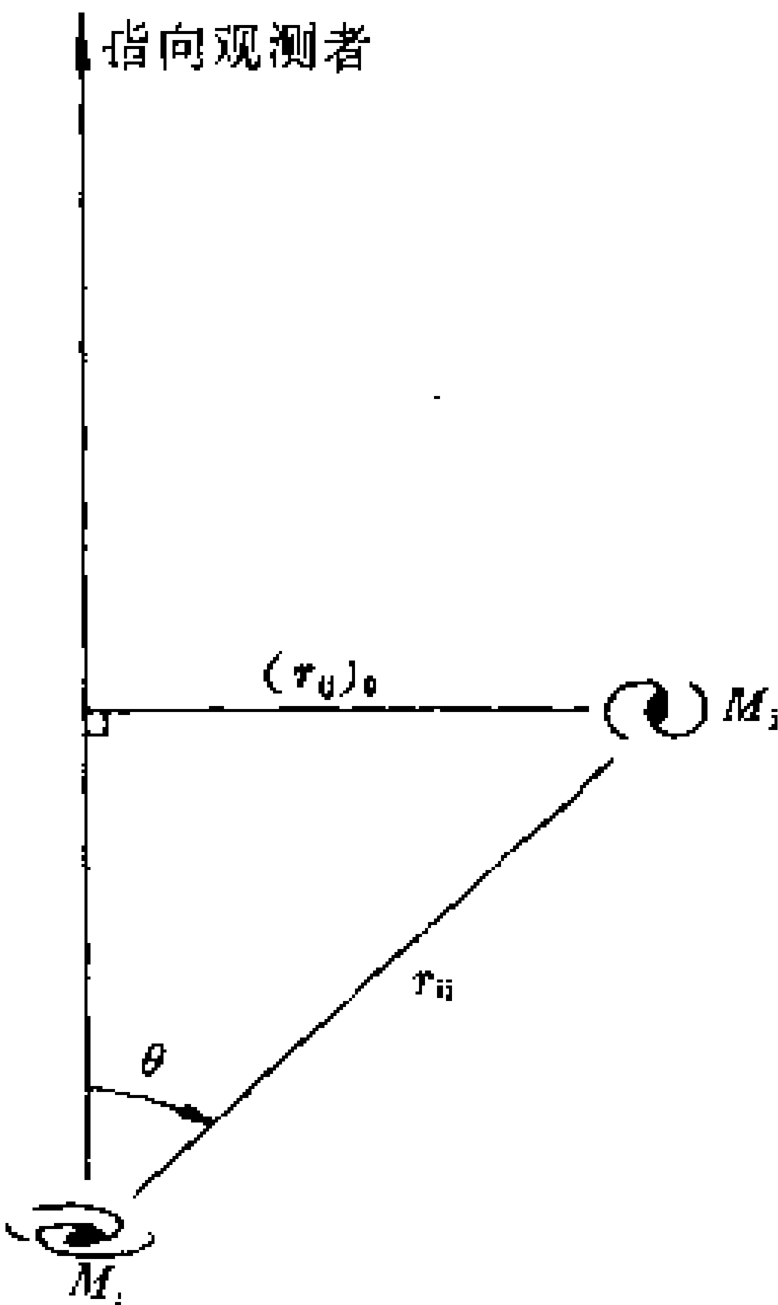


图 3.36 星系的观测间距

§3.11 天体的年龄和宇宙的年龄

现代天体物理最活跃的课题之一是确定天体的年龄，确定星系的形成，以及确定宇宙的年龄．“宇宙的年龄”是天体物理和宇宙学的重要参量，它可用三种独立方法加以推算．由观测河外星系可由星系的退行推出宇宙的年龄，该年龄常称为“宇宙学年龄”，它可与球状星团的年龄相比较．球状星团是由确定恒星的年龄推算的．由某些长寿命的放射性元素的核合成推测的“核年龄”是推算宇宙年龄的第三种方法．

天体物理年龄和定龄法已成为天体物理的重要研究领域，这个问题已有专门书籍加以介绍[3,14]．我们仅作初步讨论，先介绍赫罗图法确定恒星年龄，再讨论宇宙年龄．

1. 赫罗图法

测定恒星年龄的最基本方法是赫罗图法．它建立在恒星结构和演化理论的基础上(见第五章)．恒星的年龄从进入零龄主星序算起．恒星在主星序阶段，正是核心氢燃烧阶段．由恒星演化理论可知，质量越大，光度越大，演化越快．

赫罗图主要用于球状星团．球状星团被认为是同时产生的，由于各成员星质量不同，质量大的演化快，当其核心的氢约有百分之十几燃烧为氦时，恒星便离开主星序，这时放出的总能量约为 $\dfrac{0.12M}{4m_{\mathrm{H}}}\Delta mc^2$，$\Delta mc^2$ 为 4 个氢聚变为氦时释放的能量．恒星的光度为 L，故离开主星序时年龄为

$$t \simeq 1.1\times 10^{10}\frac{M}{L}\ \text{年} \tag{3.61}$$

利用质光关系(5.1)式，可推得主序星在离开主星序时的年龄为

$$t \simeq \begin{cases} 10^{10}\left(\dfrac{M_\odot}{M}\right)^2 \simeq 10^{10}\left(\dfrac{L_\odot}{L}\right)^{2/3} & (L < L_\odot) \\ 10^{10}\left(\dfrac{M_\odot}{M}\right)^3 \simeq 10^{10}\left(\dfrac{L_\odot}{L}\right)^{3/4} & (L > L_\odot) \end{cases} \tag{3.62}$$

图 3.37 所示赫罗图表明不同恒星的近似年龄．由主序的转折点代表了各星团的年龄．

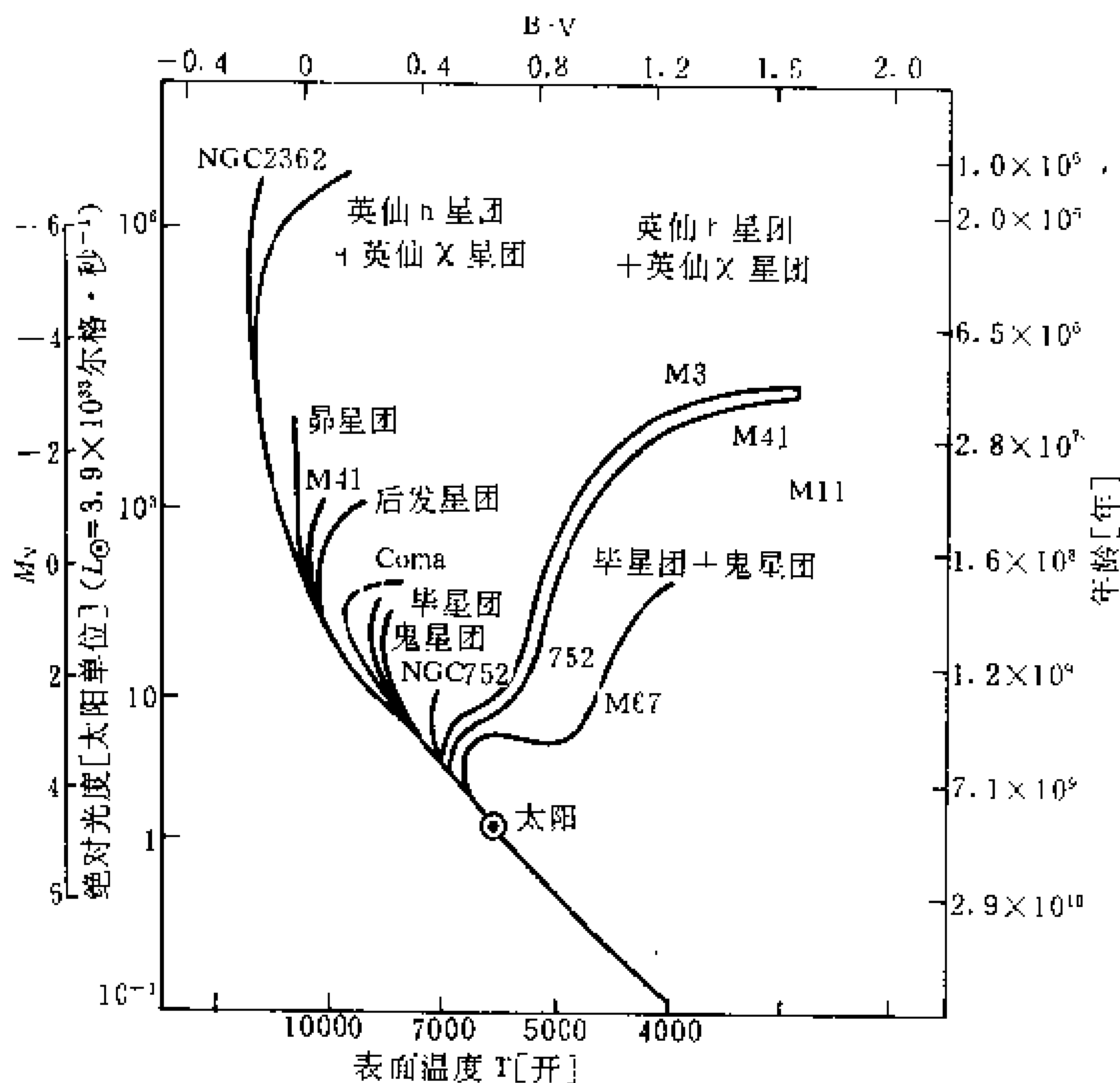


图 3.37　10 个银河星团和 1 个球状星团的合成赫罗图

若设星团中所有恒星是同时形成的，可以通过把各种质量、

起始成分及年龄的一族演化程与此星团观测到的赫罗图相拟合来求得星团的年龄．球状星团 M3、M13、M15 及 M92 的年龄在 9.4×10^9— 13.4×10^9 年之间．史瓦西推出球状星团的年龄为 $(1.0\pm0.4)\times10^{10}$ 年．

最老的球状星团的年龄现在一般认为是

$$t\simeq(16\pm3)\times10^9\text{ 年}$$

2. 核纪年法(nucleocosmochronology)

核纪年法是利用放射性核素的丰度和产生率联系到银河系的化学演化的信息，从而获得太阳系内元素形成所用的时标的有关信息．我们先讨论银河系中星际介质中核素．

核素 i 的丰度 N_i 与时间 t 的线性方程为

$$\frac{dN_i(t)}{dt}=\lambda_iN_i(t)-\omega(t)N_i(t)=P_i\psi(t) \qquad (3.63)$$

其中 λ 是核素 i 的衰变率，$\omega(t)$ 是与 t 有关的参数，它表示金属进入和走出星际介质的移动率(不是衰变)，而 $\psi(t)$ 是每单位时间进入恒星的质量，P_i 是进入恒星的单位质量所产生的核 i 的数量．

设放射衰变常数是 λ，则在时间 t 的放射性核素 N_i 由下式给出：

$$N_i=N_0\exp(-\lambda t)=N_0\exp(-0.693t/\tau_{\frac{1}{2}}) \qquad (3.64)$$

式中 N_0 是在时间 $t=0$ 的原始核数，$\tau_{\frac{1}{2}}$ 是放射性核的半寿命．

从观测到的铅与铀的丰度比确定的地球年龄的下限是 1.3×10^9 年．若铀的同位素 U^{235} 和 U^{238} 以相同的丰度构成，那末现在的丰度比表明衰变年龄为 3×10^9 年．

银河系的年龄 T_G 由 $T_G=T+\Delta+t$ 给出，其中 T 是在银河系中太阳系形成以前核合成的持续时间，$\Delta=(1-2)\times10^8$ 年是

在最后核合成和凝固之间的时间，$t=0.46\pm0.1\times10^{9}$ 年是太阳系的固体的年龄．年龄 T_G 的估计是假定银河系开始不包含重元素．现在一般估计的年龄 T_G 为$(7-15)\times10^{9}$ 年．更详细的讨论可参阅文献[3.14]．

3．宇宙年龄

现在确定宇宙年龄一般用三种独立的方法：

(1) 动力学法(哈勃年龄和减速因子)；

(2) 最年老的恒星(球状星团)；

(3) 放射性核纪年法．

也有人提出第四种方法，(4) 白矮星冷却(银河系盘面的年龄)．

关于宇宙学的基本参量哈勃常数 H_0 和减速因子 q_0 我们在第九章中将详细讨论．哈勃关系表示一种宇宙年龄 T_u，其值为

$$T_u=\frac{D}{v}=\frac{1}{H_0}=0.98\times10^{10}h^{-1}\text{年}$$

式中 $H_0=100h$ 千米·秒$^{-1}$·兆秒差距$^{-1}$，h 是一个常数．流行的 $h\simeq0.5$．

除了在大红移情况外，哈勃定律的线性形式是均匀的、各向同性的、膨胀宇宙模型的必然结果．设 K 表示罗伯逊－沃尔克(Robertson－Walker)度规曲率指数，q_0 表示减速因子，H_0 是哈勃常数，则弗里德曼时间 T_0(宇宙时间)由下式给出：

$$T_0=\frac{1}{H_0}\left[\frac{1}{1-2q_0}-\frac{q_0}{(1-2q_0)^{3/2}}\cos h^{-1}\left(\frac{1}{q_0}-1\right)\right]$$

$$(\text{当}K=-1,\ \rho_0<\rho_c,\ 0<q_0<0.5)；$$

$$T_0=\frac{2}{3}\ \frac{1}{H_0},\ (\text{当}K=0,\ \rho_0=\rho_c,\ q_0=0.5)$$

$$T_0=\frac{q_0}{H_0(2q_0-1)^{3/2}}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{q_0}-1\right)-\frac{1}{q_0(2q_0-1)^{1/2}}\right]$$

（当 $K=1$，$\rho_0>\rho_c$，$q_0>0.5$）

此处 ρ_0 为宇宙物质及辐射能量密度的现在值，临界密度 ρ_c 由下式给出：

$$\rho_c=\frac{3H_0^2}{8\pi G}=1.9\times10^{-29}h^2\text{ 克·厘米}^{-3}.$$

由宇宙学可知，当 $K=1$，宇宙是封闭的，并且是振荡的；

当 $K=0$，宇宙是膨胀的，欧几里得的.

当 $K=-1$，宇宙是开放的，且是膨胀的.

宇宙年龄的确定问题归结为 H_0 的确定，目前用各种方法定出的 H_0 的范围为 $40\leqslant H_0\leqslant100$ 千米/秒/兆秒差距．由此可推得宇宙年龄为

$$10\times10^9\text{ 年}\leqslant T\leqslant25\times10^9\text{ 年}$$

用不同方法测定宇宙和天体的年龄的结果列入下表中[3.14].

表 3.12 天体和宇宙年龄的总结（以10^9年（Gyr）为单位）

	赫罗图法	核纪年法	宇宙学
太阳系		4.55	
银　盘	10		
最年轻的银晕星	≥10	≤18 (Th/Nd)	
		≥11 (Th/U/Pu)	
最年老的银晕星	15	≤26 (Re/Os)	
宇宙	$15+\delta$	$\geqslant 11+\delta$	$10<T\leqslant25$

第四章 太阳物理

太阳在天体物理中占有特殊的地位，因为它是我们能用原子物理、核物理、等离子体物理和磁流体力学加以仔细的研究的唯一的恒星.

—— 瓦尔卡:《今日天体物理》1982

太阳是离我们最近的恒星，它是太阳系的中心天体。天文学中常以 ⊙ 表示太阳，太阳是银河系中一颗普通恒星，位于距银心 8.5 kpc 的旋臂内，距银面以北约 8 pc. 它一方面和旋臂中的恒星一起绕银心运动，另一方面又相对于它周围的恒星所规定的本地静止标准作每秒 19.7 千米的本动.

太阳是一颗光谱型为 G2 V 的典型的主序星. 既然如此，没有任何必要把它和我们银河系中的 10^{11} 颗主序星，或者已经观测到的宇宙中的大约 10^{20} 颗主序星区别开来. 就以一般的恒星参量表示的类型来说，它完全是寻常的. 唯一似乎值得注意之处是它的第三颗行星—— 地球已经演化到包括有智慧生命在内的生物界. 而我们还没有任何证据来论证这种情况是否算不平凡的! 但是，生命状态的存在与太阳及其变化紧密相关，因此作为有关的当事人，我们自然会感到了解太阳现象的必要性和重要性.

这样说来，我们研究太阳既是因为它能告诉我们一种叫恒星的迷人的现象，也是因为它能告诉我们关于我们自己的环境. 但是，进一步说，在把太阳作为一颗恒星来研究时，我们还研究了许多普遍的天体物理过程. 我们了解了核能的产生以及能量传输的基本方式，即对流、辐射和传导. 在弱磁场区域，等离子体带着磁场运动(太阳风); 在强磁场区域，物质"冻结"在磁场中(太阳黑子). 对这种情形我们都可以就近观察磁场与物质的相互作

用. 高能天体物理的一些基本现象，包括粒子达到数千兆电子伏的加速过程，也以就天体物理来说是较小的规模在太阳耀斑中出现，还有天体物理的许多基本资料，例如从 X 射线到近红外区的光谱特征的波长和证认，也来自太阳的观测.

因为太阳离我们很近，太阳研究才有这样大的用处. 太阳也可以作两维空间和有快速时间分辨率观测的唯一恒星. 对它可以在极宽的电磁波谱范围进行研究. 我们可以测量它的粒子辐射和描记它的磁场。所以太阳是研究得最透彻的天文学对象.

可是、仍还有很多重要的问题悬而未决。许多太阳现象已经成为整个天体物理学的基础，当深入探求它们的物理解释时，就发现这些基础有令人惶惑不安的缺陷. 例如，太阳中微子流，似乎比恒星内部结构模型所预料的少一个量级，这是对恒星结构和演化理论的极大冲击. 几乎对天体物理学的一切领域来说，磁场与物质的相互作用显然都是基本现象，但距离解决这些问题还有很长的路程.

上面两个例子都是当前受到很大关注和积极研究的太阳物理领域. 其他如：太阳活动 11 年周期的理解、太阳耀斑的机制、日冕加热的原理、冕洞和太阳风源，以及日地关系. 我们将依次讨论这些重大问题.

§4.1 太阳概述

1. 太阳的质量和半径

太阳的质量是根据万有引力定律求得的. 由万有引力所推得的地球绕日 – 地质量中心运行的周期 T 为

$$T=2\pi a^{3/2}/G\sqrt{M_{\odot}+M_E} \tag{4.1}$$

其中 a 为地球轨道的半长轴，$M_{\odot}$ 和 M_E 分别是太阳和地球的质量. T 和引力常数 G 在地球上可直接测定. 由地球对其他卫星

的摄动可得另一关系式：

$$f(M_\odot, M_E, M_m, a)=0 \tag{4.2}$$

式中 M_m 是月亮的质量，它可由下式给出

$$M_E/M_m=81.375\pm0.006 \tag{4.3}$$

利用这些关系式可推算出

$$M_\odot/(M_E+M_m)=328,452$$

$$a=1.4953\times10^8 \text{ 千米}$$

$$M_\odot/M_E=332,488$$

由测量地面重力加速度求得 $M_E=5.975\times10^{27}$ 克，所以

$$M_\odot=1.989\times10^{33} \text{ 克}$$

由上面所求得的 a 值和地球上测得太阳的角直径 $\theta=31'59''$，立即可得太阳半径

$$R_\odot=6.959\times10^{10} \text{ 厘米}$$

2．太阳常数和太阳光度

太阳从其表面不断地发射能量，太阳到底辐射多少能量呢？为回答这个问题，我们先讨论直接测量的量进而归算出太阳的有效温度 T_e 和光度 $L_\odot$．直接测量的太阳常数——单位时间垂直射入地球大气外单位面积上的能量，以 f 表示：

$$f=1.36\times10^6 \text{ 尔格}\cdot\text{秒}^{-1}\cdot\text{厘米}^{-2}$$

又知地球到太阳的矩离 $r=1\ \text{A}=1.50\times10^{13}$ 厘米．由 f 和 r 值，可得太阳的光度 $L_\odot$：

$$L_\odot=4\pi r^2\cdot f=3.826\times10^{33}\text{尔格}\cdot\text{秒}^{-1}$$

由太阳光度和太阳半径，很容易求得太阳的有效温度 T_e：

$$L_\odot=4\pi R_\odot^2\cdot\sigma T_e^4$$

所以

$$T_e=\left(\frac{L_\odot}{\sigma4\pi R_\odot^2}\right)^{1/4}=5800\ \text{K}$$

3. 太阳大气分层

太阳大气大致分为光球、色球和日冕，各层的物理性质有显著的区别．太阳大气最底下的部分称为光球，在这一层它发射出太阳的全部光能，太阳的连续光谱基本上就是光球发射的光谱，太阳光谱中的吸收线基本上也是在该层形成的，光球的厚度约为100至500千米．

光球之上厚为1500千米的大气层称为色球层．色球是比较稀薄和透明的气态物质，色球的光谱为发射线。

太阳大气的最外层是日冕，它由极端稀薄的气体所组成．

太阳大气的分层仅有形式的意义，实际上各层间无明显界限．太阳大气中，物质并不是宁静的，亦不是均匀的，可以观测到黑子、光斑、谱斑、日珥和耀斑等现象．

4. 太阳作为一颗恒星的基本参量

太阳的星等

星等	视星等	绝对星等
目视星等	$V=-26.74$	$M_V=+4.83$
蓝星等	$B=-26.09$	$M_B=+5.48$
紫外星等	$U=-25.96$	$M_U=+5.61$
热星等	$m_b=-26.82$	$M_b=+4.75$

太阳的色指数：

B−V	U−B	U−V	V−R	V−I	V−K	V−M
+0.65	+0.13	+0.78	+0.52	+0.81	+1.42	+1.53

热改正　B.C.＝−0.08

光谱型　G2 V

有效温度　$T_e=5800$ K

太阳向点　$l^{\text{II}}=57°$，$b^{\text{II}}=22°$

太阳年龄　5×10^{9} 年

太阳的基本参数

半径	$R_{\odot}=6.9599\times10^{10}$ 厘米
体积	$V=1.4122\times10^{33}$ 厘米^{3}
表面积	$S=6.087\times10^{22}$ 厘米^{2}
质量	$M_{\odot}=1.989\times10^{33}$ 克
平均密度	$\bar{\rho}_{\odot}=1.409$ 克·厘米$^{-3}$
表面重力加速度	$g=2.7398\times10^{4}$ 厘米·秒$^{-2}$
光度	$L_{\odot}=3.826\times10^{33}$ 尔格·秒$^{-1}$
表面逃逸速度	$v=617.7$ 千米·秒$^{-1}$
普遍磁场	$B\sim1-2$ 高斯

§4.2　太阳的结构：内部和光球

太阳内部性质的研究，在几年前似乎是一个趋于解决了的课题. 一般认为太阳内部能源的大约 98% 产生于质子 – 质子循环，而 2% 来自碳 – 氮 – 氧循环. 这二者的效果都是把四个氢原子核转化成一个氦原子核，并以能量的形式把质量的差额释放出来. 太阳在大约 50 亿年前到达主序之后的演化曾经是描述清楚了；而在另外的 50 亿年，太阳经过红巨星阶段演化的最后归宿，也认为完全可以预测. 对于诸如温度、密度、压力、对流转输、不透明度和化学组成等参量从表面到核心的变化，已构造了模型(参见第五章).

图 4.1 根据这些模型，形象地表示了太阳的温度、密度和能量流随半径的变化. 这些模型在理论上能够自圆其说，与其他类型和年龄的恒星所表明的已知演化情况相符，并与从太阳上观测到的全部已知参数相符.

但是，由氢转换为氦时，太阳的化学组成如何稳定地变化；中心形成的氦会不会由于某种机制混合到外层；内部是否保持着

形成时遗留下的旋转运动的核心；太阳外层的模型结构也要不断修正. 正是由于种种原因，又加众所周知的太阳中微子失踪“案件”，因此又唤起人们重新研究太阳内部的兴趣.

表 4.1 中列出了太阳的主要化学元素的相对丰富度. 尽管有一定数值上精度的起伏，但与其他恒星相类似. 表中 FIP (eV)

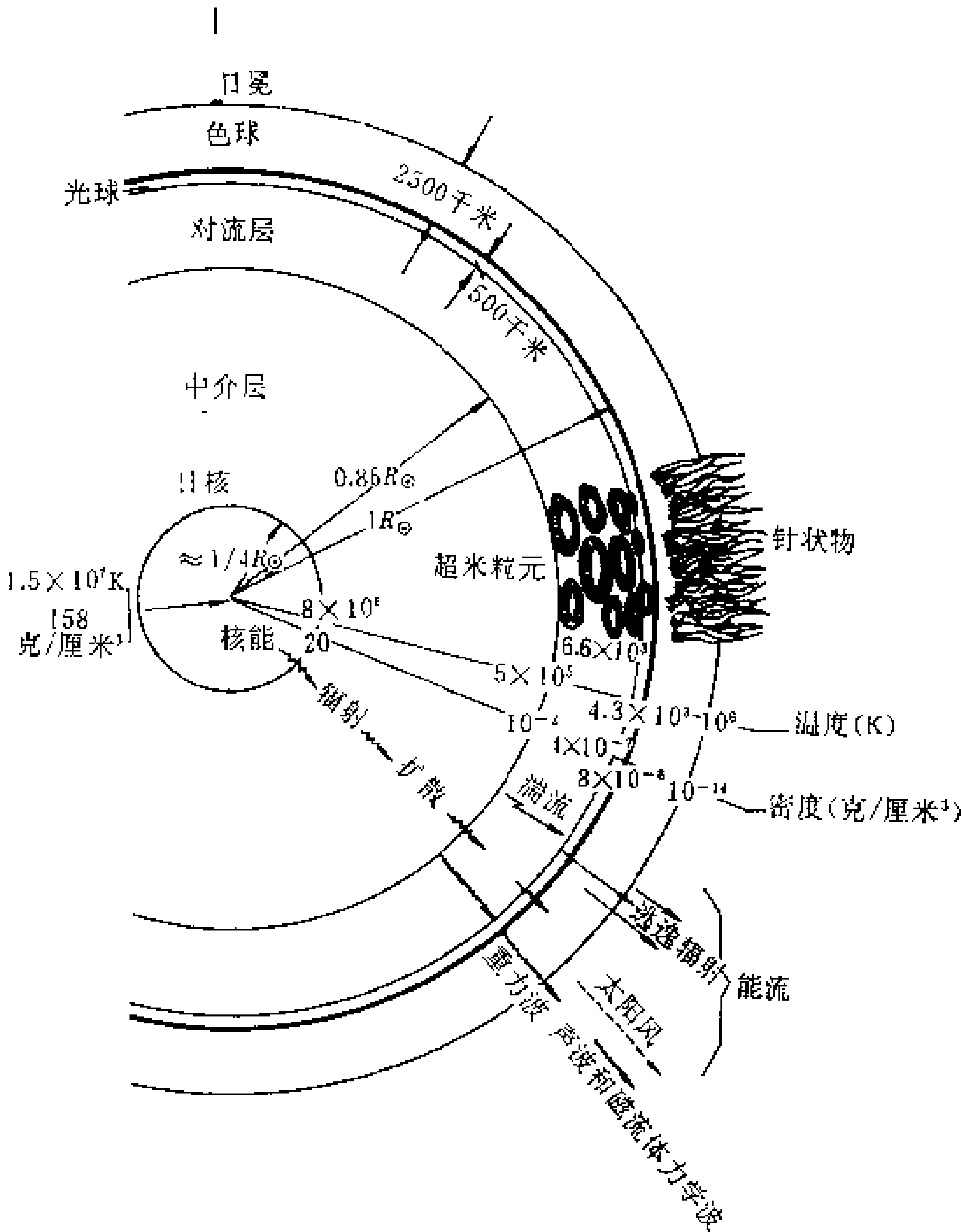


图 4.1 理想的太阳整体性质、结构和能量外流方式. 图形不按实际比例，只是定性图

是第一电离电势(First Ionization Potential)的英文缩写.

表 4.1　太阳中最丰富的元素

元素	Z	相对丰度	FIP (eV)
H	1	12.0	13.6
He	2	10.9	24.6
C	6	8.5	11.3
N	7	8.0	14.5
O	8	8.8	13.6
Ne	10	7.9	21.6
Mg	12	7.4	7.6
Si	14	7.5	8.2
S	16	7.2	10.4
A	18	6.8	15.8
Ca	20	6.3	6.1
Fe	26	7.6	7.9
Ni	28	6.3	7.6

1. 太阳的内部*

当恒星由坍缩而形成时，一直到中心压力足以支持住外层. 太阳在收缩过程中释放能量不能维持其发光到现在的状态. 收缩时释放的能量仅用于开尔文 - 赫姆霍尔茨时标(K - H 时标)，它是太阳的势能除以光度:

$$T_{K-H} = GM_{\odot}^2 / R_{\odot} L_{\odot} = 10^{15}\text{秒} = 3 \times 10^7\text{年}$$

由维里定理知道，热能 E_T 是势能的二分之一(负号). 当恒星收缩时，势能的一半辐射掉，另一半转为内部动能，用以升高温度，一直达到热核反应点火.

由于只有太阳表面的很薄的层向空间发出辐射，太阳内部近似地处于热动平衡和静力学平衡. 在半径 r 处的质量和光度由下式

* 若讲第五章，该节可略去不讲.

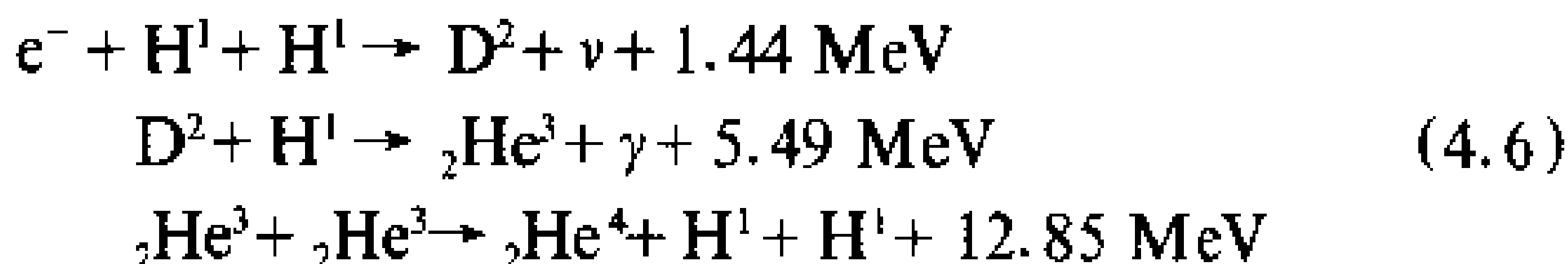
给出

$$dM(r)=4\pi r^2\rho dr \tag{4.4}$$

$$dL(r)=4\pi r^2\rho\varepsilon dr \tag{4.5}$$

其中 ρ 是密度，ε 是产能率.

有两种反应将氢聚变为氦：质子 – 质子反应和碳循环. 第一种 β 衰变过程，具体反应式为



$$e^- + H^1 + H^1 \rightarrow D^2 + \nu + 1.44\ \text{MeV}$$

$$D^2 + H^1 \rightarrow {}_2He^3 + \gamma + 5.49\ \text{MeV} \tag{4.6}$$

$${}_2He^3 + {}_2He^3 \rightarrow {}_2He^4 + H^1 + H^1 + 12.85\ \text{MeV}$$

其中 γ 是 γ 射线，ν 是中微子，下标是电荷数，上标是同位素的原子量. 产能率的近似公式可写为

$$\varepsilon_{pp} = 2.5\times10^6\rho X^2(10^6/T)^{2/3}\exp \cdot[-33.8(10^6/T)^{1/3}]\text{尔格}\cdot\text{克}^{-1}\cdot\text{秒}^{-1} \tag{4.7}$$

此处 X 是氢所占原子数目的百分比.

因为每一个质子转换为氦时提供约 6 MeV 能量，全部氢转换为氦所需的时间粗略地可认为是太阳内的质子数乘 6 MeV, 再除以太阳的光度，即

$$T=\frac{2\times10^{33}}{m_H}\times 6\ \text{MeV}/4\times10^{33}\text{尔格}/\text{秒}$$

$$\approx 3\times10^{18}\text{秒}\approx 10^{11}\text{年}$$

由此可见，氢可以燃烧很长的时间.

尽管质子 – 质子反应是慢的，但它适用于太阳中最丰富的物质 —— 质子，是太阳的主要能源.

为了揭示太阳内部深层的物理条件，我们可求助于理论. 因为太阳内部无法直接观测，太阳内部光子的平均自由程仅几厘米，在其内部产生的光子要经历难以置信的或然碰撞，约经10^{21} 步它们才达到光球表面，既使它以光速传播，现在发射的光子也是一万年以前产生出来的. 为了便于讨论，我们讨论太阳中心的物理

量.

(1)太阳的中心压力和温度

太阳的中心压强设为 P_c，它等于单位面积顶部物质的重量. 重力加速度可粗略地认为 $g = GM_{\odot}/R_{\odot}^2$，单位面积所对应的柱密度为 $\mu = M_{\odot}/R_{\odot}^2$，作为量级估计，$P_c$ 为

$$P_c = \mu \cdot g = \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2} \cdot \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} = GM_{\odot}^2 / R_{\odot}^4$$

更精确地计算得到一个系数为19，即

$$P_c = 19 \cdot GM_{\odot}^2 / R_{\odot}^4 = 2.1 \times 10^{17} \text{克} \cdot \text{厘米}^{-2} \cdot \text{秒}^{-2}.$$

太阳中心的密度 ρ_c 约为太阳的平均密度的 110 倍，即 $\rho_c = 150$ 克·厘米$^{-3}$，由理想气体物态方程

$$P = nkT$$

和太阳中心粒子的平均质量 $m_c \sim 1.0 \times 10^{-24}$ 克，可求出中心温度 T_c：

$$T_c = P_c / n_c k = 1.5 \times 10^7 \text{ K}$$

其中 $n_c = \rho_c / m_c = 1.0 \times 10^{26}$ /厘米$^{-3}$. 由以上推得的物质密度和温度可见，物质是非常不透明的，这也说明为什么我们不能观测太阳的内部. 在如此高温条件下，由维恩位移定律 $\lambda T = 0.29$ 厘米·K，可知辐射主要是在 X 射线波段，X 射线与物质有很强的相互作用，太阳内部的 X 射线在与物质相碰之前仅能运行半个厘米. 太阳(其他恒星)内部的这种高温高压条件是粒子和光子激烈相撞、疯狂撞击的骚扰地狱，几乎是寸步难行.

(2)太阳内部各种物理量和有关定律

理想气体的物态方程适合于太阳内部，即

$$P = nkT = \frac{\rho}{\mu m_H} kT \tag{4.8}$$

其中 n 是粒子的数密度，m_H 是氢原子的质量，μ 是平均分子量. 太阳内部辐射压比较小，可以忽略.

为简单起见，通常假定太阳是非旋转的没有明显变化的恒星，处于流体静力学平衡．所谓流体静力学平衡，就是说，太阳内部任一处的任一小体积元dV中的物质，它所受到向外方向的压力被向内的引力作用所平衡．作用于dV上的压力为$-\frac{dP}{dr}dV$，引力为$\frac{GM(r)}{r^2}\rho dV$，所以流体静力学平衡条件为

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{GM(r)}{r^2}\rho=-g\rho \tag{4.9}$$

由于太阳是球对称的，$g(r)=\frac{GM(r)}{r^2}$只依赖于$M(r)$．

太阳内部传能方式是辐射转移和对流传能．在太阳内部，辐射场近于各向同性，这对数学上的处理比较容易．当辐射转移能量时，温度梯度为

$$\frac{dT}{dr}=\frac{3}{16\sigma T^3}\frac{L(r)}{4\pi r^2}\kappa\rho \tag{4.10}$$

其中σ是斯忒藩－玻耳兹曼常数，κ是不透明度．

太阳某些区域对流传能占优势，为此给出产生对流的条件．设太阳内部有一气体元，受到一种扰动上升一个小距离δr．由于δr很小，气体元在上升的短时间内与周围物质之间无热交换，是绝热的．所以气体元的温度变化是δr与绝热温度梯度的乘积，即$\left.\frac{dT}{dr}\right|_{绝热}\cdot\delta r$；在气体元所处的新位置上，周围物质的温度变化为$\left.\frac{dT}{dr}\right|_{辐射}\cdot\delta r$，$\left.\frac{dT}{dr}\right|_{辐射}$是辐射平衡状态下的温度梯度。

若$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{绝热}<\left|\frac{dT}{dr}\right|_{辐射}$，那末体元向上运动的温度下降

比周围物质下降得慢些，因而温度稍高于周围物质的温度，但气体元与周围物质处于压力平衡，故其密度将比周围的小，气体元在浮力作用下继续上升．同理，下降的气体元继续下降．所以气体元处于不稳定状态，产生对流．故产生对流的条件是

$$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{绝热}} < \left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{辐射}} \tag{4.11}$$

现在来求出绝热温度梯度．由(4.8)式求出密度 ρ 代入(4.9)式得出

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{gP\mu m_{\mathrm{H}}}{kT} \tag{4.12}$$

上式两边乘以 $\frac{dT}{dP}$，得

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{g\mu m_{\mathrm{H}}}{k}\frac{dT}{T}\bigg/\frac{dP}{P} = -\frac{g\mu m_{\mathrm{H}}}{k}\frac{d\log T}{d\log P} \tag{4.13}$$

由于对流的效果是降低温度梯度使之接近绝热的温度梯度，因而在计算对流层时常近似地用 $\left.\frac{dT}{dr}\right|_{\text{绝热}}$ 来描述实际的 $\left.\frac{dT}{dr}\right|_{\text{对流}}$.

在绝热条件下，$P = c\rho^{\gamma}$，对高度电离气体，$\gamma = \frac{5}{3}$．因此，

$$\left.\frac{d\log T}{d\log P}\right|_{\text{绝热}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \tag{4.14}$$

上式代入(4.13)，则得

$$\left.\frac{dT}{dr}\right|_{\text{对流}} = \left.\frac{dT}{dr}\right|_{\text{绝热}} = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{T}{P}\frac{dP}{dr} \tag{4.15}$$

(3) 太阳模型

总结以上所述，研究太阳内部结构时需用以下方程组：

质量方程：

$$\frac{dm(r)}{dr}=4\pi r^2\rho \tag{4.16}$$

流体静力学平衡方程：

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{Gm(r)}{r^2}\rho \tag{4.17}$$

能量平衡方程：

$$\frac{dL(r)}{dr}=4\pi r^2\rho\varepsilon \tag{4.18}$$

能量转移：

$$\left.\frac{dT}{dr}\right|_{\text{辐射}}=-\frac{3}{16\sigma T^3}\frac{L(r)}{4\pi r^2}\chi\rho \tag{4.19}$$

或者

$$\left.\frac{dT}{dr}\right|_{\text{对流}}=\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{T}{P}\frac{dP}{dr} \tag{4.20}$$

以上方程组还需要下列边界条件：

太阳中心：$r=0$，$m(r)=0$，$L(r)=0$

太阳表面：$r=r_\odot$，$L(r_\odot)=L_\odot$，$P=0$，$T=0$

另外还需要利用物态方程，不透明度 κ，产能率 ε，联合起来求解，其结果如图 4.2 所示.

由图 4.2 可看到一个突出的特点是太阳存在一个高密度、高温和高产能率的日核. 这就是说，在半径只有 $\frac{1}{4}R_\odot$ 的体积内，M 已达到 $0.5\,M_\odot$，而 L 已达到 $0.99\,L_\odot$. 太阳质量集中于

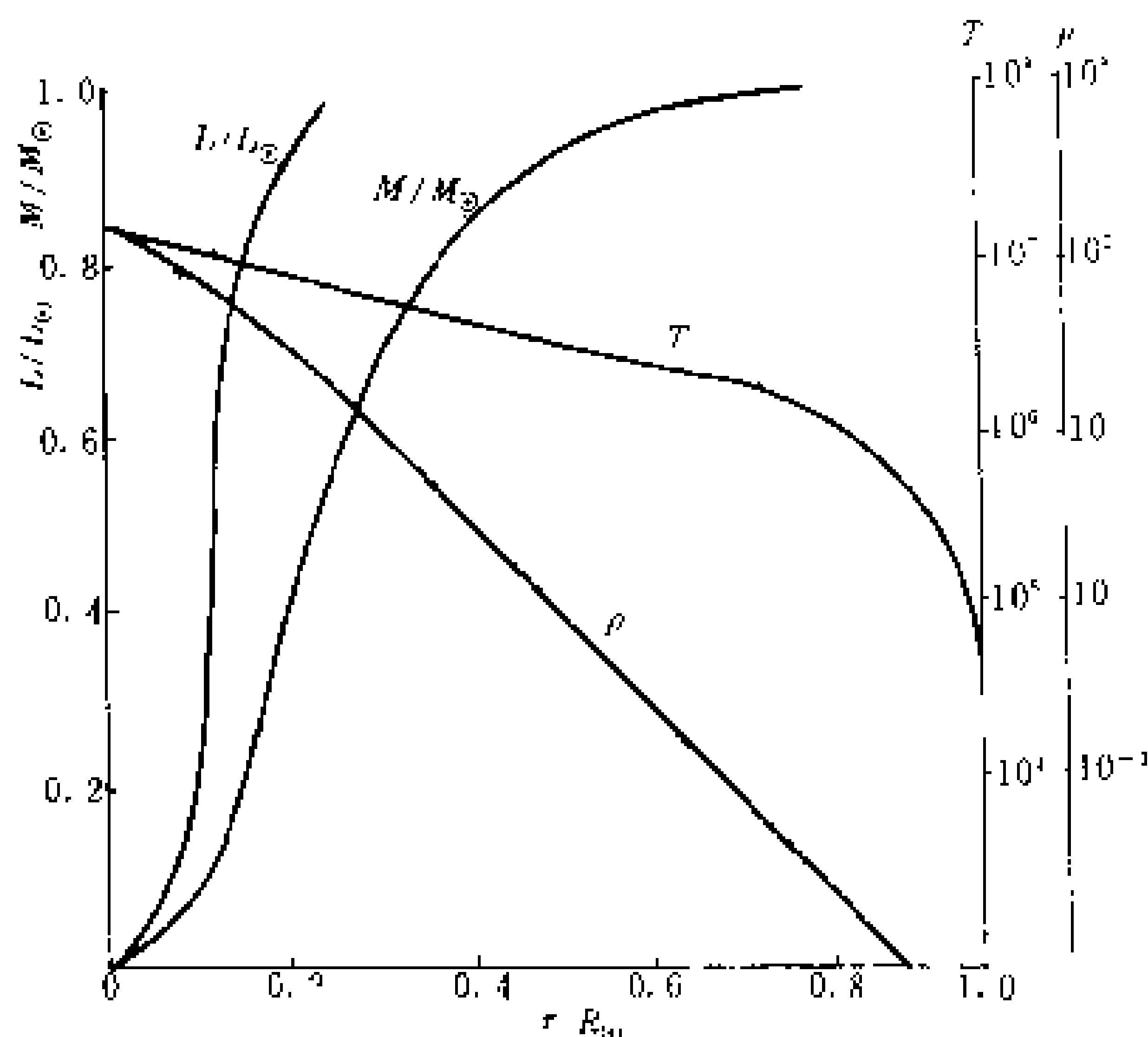


图 4.2 (a) 太阳内部模型. $X=0.708$，$Y=0.272$，$Z=0.02$
$\rho_c=158$ 克／厘米^3，$T_c=1.57\times10^7$ K

中心区自然是由于太阳本身的引力和它所造成的密度随日心距的急剧下降（至 $\frac{1}{4}R_\odot$ 处，ρ 已降至 $\frac{1}{7}$）引起的. ρ 和 ε 随日心距的急剧下降，是产能区向太阳中心集中的两个原因.

2. 太阳中微子问题

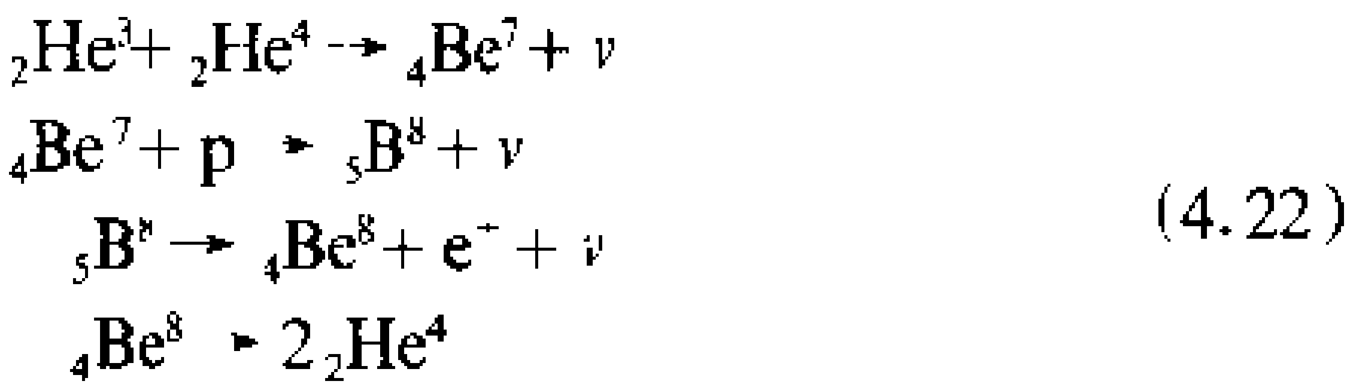
太阳中微子似乎是太阳内部的理想探测器. 它们与物质相互作用的截面极小，以致从太阳内部出来时中途被太阳吸收的概率完全可以忽略不计. 它们肯定是我们了解太阳内部能量产生过程的最好线索，也是探查太阳表面以下情况的少有的工具之一.

标准理论预言，在由四个质子转变成一个氦核的过程中要释放两个中微子. 在地球上的中微子流应为

$$F(\nu)=\frac{2L_\odot}{25(\text{MeV})\times4\pi(\text{A})^2}$$

$$\approx3.5\times10^{12}\text{ 中微子}\cdot\text{厘米}^{-2}\cdot\text{秒}^{-1}\qquad(4.21)$$

无论我们隐藏在什么地方，巨大的中微子流将通过我们的身体，这是何等令人惊奇的事．但由于它的能量低（0.42 MeV），很难探测到它们．另外存在某些核反应链中能产生可探测到的中微子：



$$
\begin{aligned}
{}_2He^3 + {}_2He^4 &\to {}_4Be^7 + \nu \\
{}_4Be^7 + p &\to {}_5B^8 + \nu \\
{}_5B^8 &\to {}_4Be^8 + e^+ + \nu \\
{}_4Be^8 &\to 2\,{}_2He^4
\end{aligned}
\qquad (4.22)
$$

尽管这些反应中出现的几率仅为0.015%，但B^8衰变产生的中微子的能量高达14.06 MeV，它是目前我们能探测的中微子．计算预言由B^8产生的中微子流应为7.9±2.6 SNU（1 SNU = 10^{-36}中微子吸收／秒／靶原子）．美国国立布鲁海文实验室的戴维斯（R. Davis）研制了一种探测器，该探测器的一个装满液体全氯乙烯（C_2Cl_4）的大槽放在矿井深处（为了屏蔽在地面上由宇宙线质子引起的核反应，以免把中微子实验淹没掉），它通过$\nu + Cl^{36} \to A^{37} + e^-$反应，可探测到较高能量的中微子．直到近年（Bahcall，1985）所探测到的中微子的上限仍为2.1±0.3 SNU．理论值是探测值的三倍！

可能是什么弄错了？SNU的预期值与核反应截面有关，后者出现差错的可能性已经仔细研究过，似乎不成问题．有人提出了新的观测计划，以建立新的、有很大潜在价值的研究太阳内部的方法．

为试图解释太阳中微子的低流量已提出一些猜测：

1. 太阳内部是完全混合的，因此中心的温度仍为年轻太阳时的温度，所以中微子流量低．这一想法得到地质记录所揭示的太阳常数长久为恒量的支持．该混合模型给出的中微子流为1.5 SNU．
2. 太阳突然经历收缩，此时则不使用其核燃料，我们测量的正是这一中微子稀少的时期．

3. 太阳内部重元素比我们想象的低得多，因此中心处的温度和不透明度就低很多，这样自然由 B^8 产生的中微子就低.

我们盼望新的灵敏的探测器和新的理论能解开太阳中微子之谜. 除了氯 37 实验装置外，还有新的实验使用镓 71，当镓 71 吸收一个中微子，结果形成一个电子和锗 71 的原子. 锗原子在化学上能与镓分开，锗 71 的量由放射性衰变的计数来测定. 发生镓 71 反应所必需的中微子的最小能量为 23.3 万电子伏，大大低于重要的 pp 反应所产生的中微子的最大能量. 根据标准太阳模型和基本粒子物理学的计算表明，来自 pp 反应的中微子应当解释由镓 71 探测器探测到的事件的大约一半.

另一种强有力的探测器，作为镓实验的补充正在建设之中. 在 1990 年 1 月，加拿大和美国政府批准了对由 1 千吨重水(氘)组成的探测器的投资，该仪器安放在加拿大安大略省肖德别里附近的镍矿中，肖德别里中微子观测室(简称 SNO)是多国科学家共同努力的成果. 下图是各种中微子实验的反应图. 上图是一个原子核吸收一个中微子，把一个中子转换为质子并放出一个高速电子；电子散射开中微子(中图)；氘核吸收中微子，氘核分开时没有电荷转移(底图)，这种"中性流"，能够由其他方法不易探测到的各种中微子引起.

这些新型探测器可以揭示出太阳中微子问题的哪些可能答案呢？一组答案集中在修改标准的太阳模型. 这些修正都要降低所估计的太阳内部温度，因而导致减少 B^8 中微子的产量.

也有可能太阳的现代模型是正确的，不过物理学的现代理论存在一些缺陷，理论上预期的太阳中微子流量，是在弱电统一的理论基础上进行的. 标准模型的最简单的说法是，所有中微子的质量严格等于零，但是模型的推广允许中微子质量有一个宽广的范围.

近来由米科耶夫－斯米尔诺夫－沃尔芬斯坦(Mikheyev－Smirnov－Wolfenstein)提出的 MSW 效应，要求至少一种中微

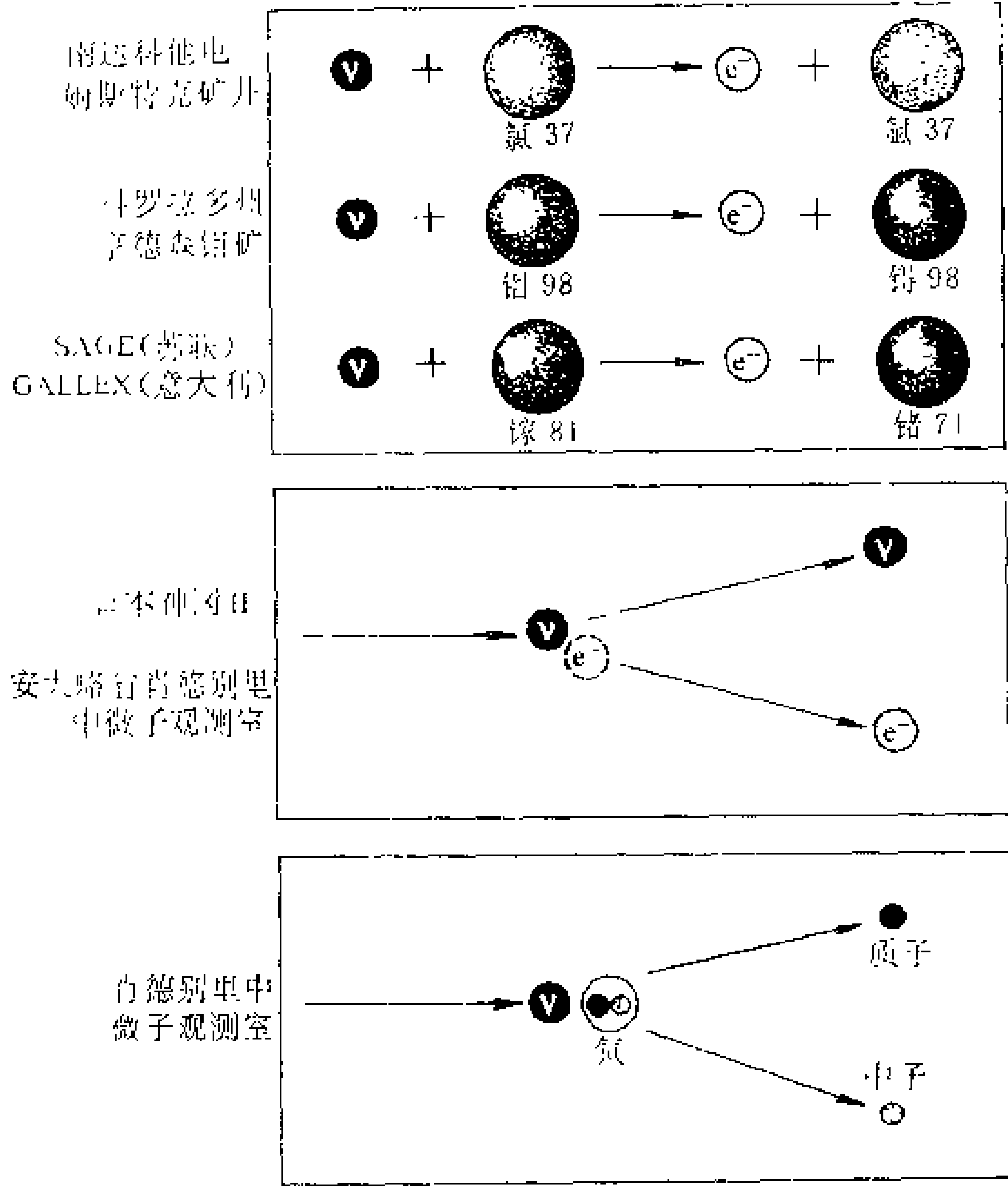


图 4.2(*b*) 中微子与普通物质相互作用的反应流程

子具有非零质量，当它们传播时，中微子不仅表现出像粒子而且也像波：一个中微子波可以看作为两个或多个状态的组合，这些状态具有不同的质量并以不同的速度运动．如果 MSW 效应能正确地解释太阳中微子问题，则中微子就含有四种力统一时所需能量的重要线索．太阳中微子问题这一有活力的解释可以直接受到检验．今后十年要完成的实验，最终可能揭示出太阳中微子问题的答案．这些实验可能给科学家们指出对恒星演化和如何发光的

更全面的了解，或许指出一套更完整的物理学和令人难以捉摸的中微子行为的理论.

3. 光球

从宁静太阳的内部向外，接着就是光球层，这是紧贴在对流层的上面相对说来比较薄而在物理上却很重要的一层. 光球把日核产生的能量直接发射到宇宙空间，在光球之上能量就不再受到进一步的显著吸收和散射. 从太阳内部朝着光球往外时，吸收系数 κ 就不断增大，可是气体密度却急骤减少，同时光子的平均自由程 $1/\rho\kappa$ 也迅速增加，并变成和太阳大气标高 H 同样的大小. 如果 $\frac{1}{\rho\kappa} \ll H$，那末所发射的光子在走过一个大气标高距离的时候，早就经受了多次散射和再吸收. 相反，若 $\frac{1}{\rho\kappa} \gg H$，那末发射的光子很容易向外通过一个大气标高的厚度和密度稳定减小的剩余大气层. 太阳绝大部分辐射正是从 $\frac{1}{\rho\kappa} \approx H$ 的这层直接发射到宇宙空间去的. 这层就称为光球.

从本质上说，太阳大气的观测是要确定太阳大气发出的辐射强度作为表面位置、大气层中的深度、波长和发射时间的函数. 人们从这些观测中去确定大气层中每一点的物理状态与时间的关系.

最初，我们假定太阳表面是均匀的，发出的辐射是不随时间变化的. 从而这就忽略了米粒组织和太阳表面活动现象，并认为从地球上看到的太阳辐射强度仅仅是波长和日心角距的函数. 我们来研究太阳连续光谱中宽阔波段内存在的临边昏暗现象.

观测表明太阳的可见光到远紫外光都呈现出临边昏暗（图 4.3）. 当波长大于 1600 Å 则产生临边昏暗，因为对于这个波段 $\tau_\lambda = 1$ 位于光球中，而光球中温度梯度向外方向是负的. 由于光

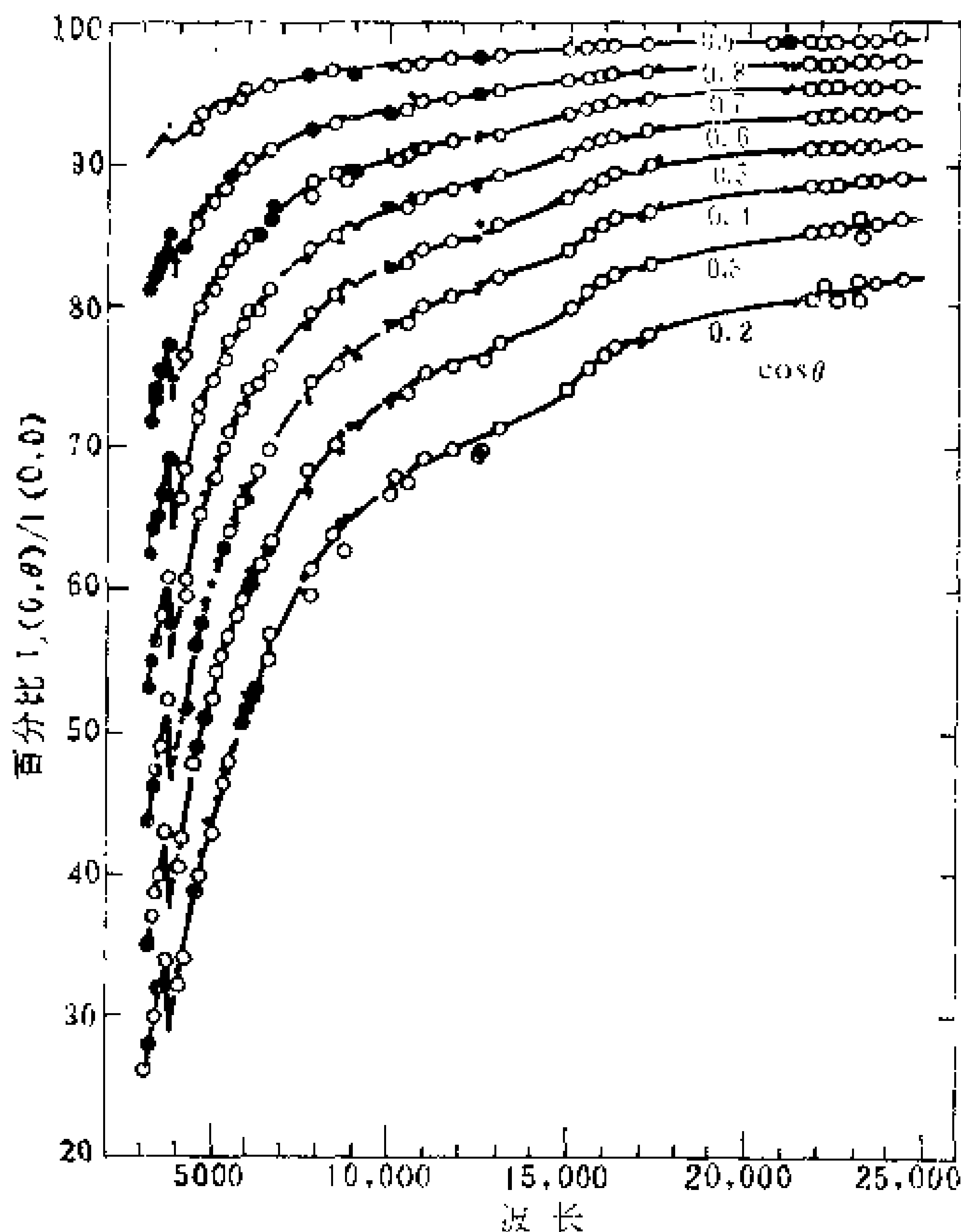


图 4.3 太阳从可见光到红外波段的临边昏暗作为波长的函数（3 500 — 25 000A）

球气体是光学厚的，当我们观测趋向于边缘时，看到的辐射系来自较高和较冷的层次，因而显得较暗．对于波长短于 1600Å 的远紫外区，情况正好相反，则呈现为临边增亮，因为观测边缘时，辐射是来自较高、较热的层次，因而较亮．对于 X 射线来说，上面热的 X 射线发射层中（色球上层和日冕）太阳大气是光学厚的，而下面冷的非 X 射线发射层（低色球层和光球）中太阳大气则是光学薄的．因此，同样发生临边增亮现象，但它并非取决于温度

梯度的符号．在这种情况下，当我们注视太阳边缘时，由于我们视线上存在更多的 X 光发射体和吸收体，发射区的光学深度增加，因此边缘的辐射增强．

利用从临边昏暗的观测中得到的源函数 $S_\lambda(\tau_\lambda)$和计算出来的 $S_\lambda(T)$，我们可得到太阳大气中的温度分布 $T(\tau_\lambda)$．如果假定局部热动平衡(LTE)成立，并且 S_λ 取为普朗克函数 B_λ，就能直接得到 $T(\tau_\lambda)$．分析太阳临边昏暗现象与波长的关系是建立光球模型的主要手段．

借助巴比叶关系式可很好地理解辐射强度和太阳圆面上位置的关系，即

$$I_\lambda(\tau=0,\mu)\approx S_\lambda(\mu) \qquad (4.23)$$

$$F_\lambda(0)\approx S_\lambda(2/3) \qquad (4.24)$$

其中 $\mu=\cos\theta$，θ 为到太阳圆面中心的角度．(4.23)式告诉我们在 θ 处的外出辐射强度粗略地说等于光学深度 $\tau=\cos\theta$ 处的源函数．作为圆面位置的函数的亮度变化可反映为源函数随光学深度的变化．因此在太阳圆面边缘我们观测到接近表层($\tau=0$)的辐射，而在圆面中心观测到主要由 $\tau=1$ 这一层所发出的辐射．(4.24)式则说明在 $\tau=0$ 处的辐射流等于 $\tau=\frac{2}{3}$ 处的源函数．

由辐射转移理论(参看第二章)可写出 $\tau=0$ 处外出辐射强度与 $\mu=\cos\theta$ 的关系为：

$$I_\lambda(0,\mu)=\int_0^\infty S_\lambda(\tau_\lambda)e^{-\tau_\lambda/\mu}\,\frac{d\tau_\lambda}{\mu} \qquad (4.25)$$

其中 $d\tau_\lambda=-\kappa_\lambda\rho dx$，$S_\lambda$ 为源函数，它可由观测数据加以拟合而得到(它等于在光学深度 τ 处的温度 T 的普朗克函数 $B_\lambda(T)$)．

最简单的方法是利用爱丁顿近似 $J=3K$，即

$$J=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}I(\mu)d\mu=3K=\frac{3}{2}\int_{-1}^{1}I(\mu)\mu^2d\mu \qquad (4.26)$$

和辐射流 F 与 K 的关系:

$$J(\tau)=\frac{3}{4}\left(\tau+\frac{2}{3}\right) \tag{4.27}$$

$$B(\tau)=\frac{\sigma T^4}{\pi}=J(\tau)=\frac{3}{4}\frac{\sigma T_e^4}{\pi}\left(\tau+\frac{2}{3}\right) \tag{4.28}$$

其中假定 $B(\tau)$等于源函数 $S(\tau)$. 将 $S(\tau)$代入(4.23)式, 那末, 得到临边昏暗为:

$$\frac{I(0,\mu)}{I(0,1)}=\frac{3}{5}\left(\mu+\frac{2}{3}\right) \tag{4.29}$$

其中 $I(0,1)$为圆面中心在 $\tau=0$ 处的外出辐射强度. 这一关系式是临边昏暗现象的很好的近似. 更精确的表达式可表示为:

$$\frac{I_\lambda(0,\mu)}{I_\lambda(0,1)}=a_\lambda+b_\lambda\mu+c_\lambda[1-\mu\ln(1+\mu^{-1})] \tag{4.30}$$

与(4.29)式相对应的由拟合得到的源函数随 τ_λ 的关系式为

$$S_\lambda(T)=a_\lambda+b_\lambda\tau_\lambda+c_\lambda E_2(\tau_\lambda) \tag{4.31}$$

此处 E_2 是二阶指数积分函数, 其定义如下:

$$E_n(x)=\int_1^\infty\frac{e^{-xW}}{W^n}\,dW$$

我们令 $S_\lambda=B_\lambda(T)$, 由(4.30)式可推出 $d\tau_\lambda/dT$; 于是, 由下式可计算温度随几何厚度 x 的变化(利用 $d\tau_\lambda=-\kappa_\lambda\rho dx$):

$$\frac{d\tau_\lambda}{dT}=-\kappa_\lambda\rho\frac{dx}{dT} \tag{4.32}$$

其中 κ_λ 为不透明度, 需要查有关文献得到(例如 Allen 的《天体物理量》).

由太阳大气的温度分布结合流体静力学平衡方程:

$$\frac{dP}{d\tau} = g / \bar{\kappa} \tag{4.33}$$

可以推出光球模型，此处$\bar{\kappa}$是平均吸收系数：

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \cdot \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu \bigg/ \int_0^\infty \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu \tag{4.34}$$

随着太阳整个光谱的观测越来越丰富，以及理论和计算技术变得更先进，太阳大气模型的计算不断地改进着．使用比较多的有哈佛－史密松参考模型（简称为 HSRA）和 VAL 模型（由 Vernazza，Avrett 和 Loeser 于 1976 年完成的）．

4．米粒组织和振荡

我们观测到的宁静太阳的不均匀性方面最先看到而且很明显的现象是米粒组织．简单说来，可以把米粒组织描绘为一片多角形单元，其特征尺度～10^3千米，温度起伏 300 K，生存时间为几分钟．明亮的米粒看来在上升，米粒之间的暗条在下降；特征速度约为 0.5 千米／秒．上升物质有过高的温度，意味着有非辐射能在向上传输．这一非辐射能为$\geqslant 10^7$尔格・秒$^{-1}$・厘米$^{-2}$，远小于辐射流量（～6×10^{10}尔格・秒$^{-1}$・厘米$^{-2}$）．

1960 年发现（Leighton 等人），在米粒组织中间和上面，速度场的很大部分显然不是随机的，而是沿着垂直方向且有振荡的性质，其确切的平均周期几乎正好是 5 分钟（300 秒），速度约为 0.5 千米／秒．换句话说，在对流层顶之上的对流稳定层中，实际上每一点均相对于平均大气作准周期性的上下运动，漂移距离约为 ±25 千米．这种垂直振荡的水平相干性的变化范围从10^3千米左右（米粒的大小）到5×10^4千米那样大．很快就可推断出振荡是一种驻波；于是有人用在分层的、有重力的、可压缩大气中波动的现有理论来描述这个现象．

代表传播特征的弥散关系由下式决定:

$$k_Z^2=\frac{\omega^2-\omega_{声}^2}{c^2}-k_H^2\left(1-\frac{N^2}{\omega^2}\right) \tag{4.35}$$

式中 k_Z 和 k_H 为垂直的和水平的波数 $\left(即\ \frac{2\pi}{\lambda_Z}\ 和\ \frac{2\pi}{\lambda_H}\right)$，$\omega$ 为时间频率 $2\pi/T$，T 为波动周期，N 为临界频率，$N=\frac{(\gamma-1)g}{c}$ 低于这个频率时，以引力波的形式传播是可能的. 关于这个弥散关系的推导和讨论可见 Tolstory(1963, Rev. Mod. phys. 35, 207－230).

对太阳振荡现象的研究正迅速发展，已成为当代太阳物理中活跃的前沿领域之一，取得了引人注目的成就.

首先应当提到日震学的研究，它主要研究太阳的各种非径向振动模式. 太阳5分钟振荡包含了约 10^7 个不同的振动模式，属于 P 模. 苏联克里米亚天文台和英国伯明翰大学分别发现了太阳160分钟振荡，人们普遍认为这种振荡属于重力模(g 模)，是俘获在太阳中心辐射核的共振模，因而对探测太阳中心区最有效. 近十年来，人们以极大的努力观测和分析太阳各种振荡模式的频率和振幅，并与标准太阳理论模型的计算结果作比较，获得了许多关于太阳内部状态的新信息. 例如，太阳的对流区厚度比以前估计的要大，约为 $\frac{1}{3}R_\odot$；太阳深层的自转速度比表面可能要快；太阳表面之下可能有环流，速度为100米/秒，由赤道流向两极等. 从观测角度而言，90年代全球观测网建立以后，将会有重大突破. 太阳振荡现象的物理意义和理论解释还有许多工作要作.

§4.3 等离子体物理和磁流体力学基本原理

假若太阳不存在磁场，它将是一颗宁静的“典型”恒星，将不

会有日冕、色球、黑子和太阳活动．我们观测到太阳的诸现象几乎都是等离子体与磁场相互作用的表现．为了从物理深度了解太阳活动等现象，必须掌握等离子体物理和磁流体力学的基本原理．

1. 等离子体的特征

等离子体是含有足够数量的正、负自由带电粒子，可以导电且其动力学行为受电磁力支配的一种物质状态．通常称它为物质的第四态．太阳几乎全部是气体等离子体．

(1) 电中性和德拜半径

电离气体中正、负电荷的总数量应该是相等的，在宏观上呈现电中性状态．在一个较大范围中，电离气体中的离子和电子的总数不可能相差很多，否则因电子和离子数的差异而产生静电力，将驱使正负电荷分布迅速趋向均匀．这表明电离气体在宏观上呈现为电中性．

但由于带电粒子热运动的存在，它们有可能在局部区域中破坏电中性．下面来估算这个区域的大小．为了弄清其物理意义，我们将问题简化，只考虑一维情况．电离气体的电势 φ 由泊松方程决定，$\nabla^2\varphi = 4\pi ne$，在一维情况下为

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi ne \tag{4.36}$$

式中 n 为离子(或电子)的数密度．方程的解可写为

$$\varphi = -2\pi nex^2$$

于是，当电子离开离子移动距离 x 时，外力作功为

$$-e\varphi = 2\pi ne^2x^2$$

该功由粒子的热运动所提供．由于热运动，每个带电粒子在一个自由度上具有的动能为 $\frac{1}{2}kT$．所以，热运动能使电子离开离子

的距离由下式决定

$$2\pi ne^2x^2 = \frac{1}{2}kT$$

即

$$x = (kT/4\pi ne^2)^{\frac{1}{2}} \tag{4.37}$$

通常 x 用 λ_D 表示，该长度称为德拜长度亦见(1.27)式(或德拜半径)．它表征一团电离气体是否为电中性的标准．若一团电离气体的尺度大于德拜长度，在宏观上是电中性的，这时才能称其为等离子体．

可以证明，在电离气体中，每个带电离子的势不再是库仑势 $\varphi(r)=\frac{e}{r}$，由于周围带电粒子的屏蔽作用，电势将取德拜势形式

$$\varphi(r) = \frac{e}{r}e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \tag{6.38}$$

上式表示，在电离气体中、当带电粒子间的距离大于 λ_D 时，电磁作用已基本不存在．所以，λ_D 又称德拜屏蔽距离．

(2) 等离子体频率

等离子体的另一个特征量是等离子体频率．当等离子体中出现局部电荷分离后，会在局部产生电子过剩，它们产生一个电场，迫使电子向外运动、从而过剩很快消失；然而惯性使这些电子继续向外运动，因此不足将代替过剩，一个新的反向电场又将它们拉回来，过剩又重新出现．这样不断出现的过程，就形成了等离子体内部电子的集体振荡．在这种振荡中，假定离子由于质量大而是固定不动的，它们仅构成均匀的正电荷背景．

假定电子相对于离子移动了一个小距离 x，于是在两表面上形成了密度为 $\pm nex$ 的面电荷，其间产生的电场强度为 $4\pi nex$，具有把电子拉向离子的趋势．这样电子的运动方程将是

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -4\pi ne^2x \tag{4.39}$$

上式为振荡方程，其振荡频率ω_{pe}为

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi ne^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} = 6 \times 10^4 n^{\frac{1}{2}} \text{ 弧度/秒} \tag{4.40}$$

ω_{pe}称为等离子体频率.

可以证明，电磁波在等离子体中传播的色散关系为

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2k^2 \tag{4.41}$$

由此式可见，只有频率大于ω_{pe}的电磁波才能在等离子体中传播.

2. 粒子的轨道理论

等离子体的行为取决于等离子体粒子与外场的相互作用，也取决于等离子体粒子间的相互作用，本质上是一种集体效应，必须用统计力学方法来处理. 但是在某些情况下，可以把等离子体看成由大量独立的带电粒子所组成，忽略粒子间的相互作用，并把单个带电粒子在外场中的运动看成是具有代表性的. 因此只要弄清楚单个粒子运动的规律，便可推知整个系统的行为. 单个粒子轨道理论最适宜于描述稀薄等离子体.

(1) 带电粒子运动方程

考虑等离子体中带电粒子在外磁场 B 及其他外力场 F 中的运动，一般运动方程为

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{q}{c}(v \times B) + F \tag{4.42}$$

式中 m 是带电粒子的质量，q 是它所带的电荷. 该方程不一定有解析解，此处仅讨论简单情况，侧重于物理性质.

在均匀定常磁场中的运动，其方程为

$$m\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}=\frac{q}{c}(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\tag{4.43}$$

此处$\boldsymbol{B}$为常矢量. 由于粒子加速度方向与磁场垂直, 粒子沿磁场方向作匀速运动

$$v_{\parallel}=\text{常数}\tag{4.44}$$

$v_{\parallel}$表示沿磁场方向的速度分量, 称为纵向速度. 在垂直于磁场的平面内粒子作匀速圆周运动, $v_{\perp}$由下式决定

$$v_{\perp}=\frac{qBr_c}{mc}\tag{4.45}$$

角速度为

$$\omega_c=\frac{v_{\perp}}{r_c}=\frac{qB}{mc}\tag{4.46}$$

通常ω_c称为回旋频率(或拉摩频率). 由(4.44)和(4.45)式可知, 带电粒子在均匀定常磁场中将沿磁力线方向作螺旋运动.

(2) 粒子的漂移运动

当粒子在均匀定常磁场中受到微扰时, 相当有一附加力$\boldsymbol{F}$. 外力可分为平行磁场和垂直磁场两个分量, 仅考虑$\boldsymbol{F}_{\perp}$的作用, 由(4.42)式得

$$m\frac{d\boldsymbol{v}_{\perp}}{dt}=\frac{q}{c}(\boldsymbol{v}_{\perp}\times\boldsymbol{B})+\boldsymbol{F}_{\perp}\tag{4.47}$$

式中$\boldsymbol{F}_{\perp}$表示微扰和其他力场的总和在垂直磁场平面中的分量. 可把横向速度$\boldsymbol{v}_{\perp}$看成两项之和

$$\boldsymbol{v}_{\perp}=\boldsymbol{v}_0+\boldsymbol{v}_{\perp}'\tag{4.48}$$

其中$\boldsymbol{v}_0$取为定常矢量. 于是(4.47)式变为

$$m\frac{d\boldsymbol{v}_{\perp}'}{dt}=\frac{q}{c}(\boldsymbol{v}_{\perp}'\times\boldsymbol{B})+\frac{q}{c}(\boldsymbol{v}_0\times\boldsymbol{B})+\boldsymbol{F}_{\perp}\tag{4.49}$$

适当选择$\boldsymbol{v}_0$, 使其满足

$$\frac{q}{c}(\boldsymbol{v}_0\times\boldsymbol{B})+\boldsymbol{F}_{\perp}=0\tag{4.50}$$

则方程(4.49)变为

$$m\frac{dv_{\perp}'}{dt}=\frac{q}{c}(v_{\perp}'\times B) \qquad (4.51)$$

该方程与带电粒子在均匀定常磁场中的运动方程(4.43)式定全相同. 它同样是以大小不变的横向速度 $v_{\perp}'$ 进行回旋运动; 不同之处是又迭加了一个速度为 v_0 的匀速运动. 对(4.50)式叉乘 B, 便得到 v_0

$$v_0=\frac{c}{qB^2}(F_{\perp}\times B) \qquad (4.52)$$

v_0 垂直于磁场和附加力的横向分量, 这种附加匀速运动称为漂移运动, v_0 称为漂移速度.

若 $F_{\perp}$ 是电场, $F_{\perp}=qE$, 则

$$v_{DE}=\frac{c}{B^2}(E_{\perp}\times B) \qquad (4.53)$$

若 $F_{\perp}$ 为重力场, 即 $F_{\perp}=mg$, 则

$$v_{Dg}=\frac{mc}{qB^2}(g\times B) \qquad (4.54)$$

比较以上二式可见, 电场引起的漂移与粒子的电荷大小、符号以及粒子的质量、速度无关, 不会导致电流. 然而, 重力漂移的速度与粒子的电荷大小、符号及粒子的质量都有关. 符号不同的电荷, 漂移方向不同, 这将引起电荷分离, 导致漂移电流的出现. 这是令人惊奇的性质: 电性力只引起质量运动, 而非电性力反而引起电效应.

3. 磁流体力学基础

磁流体力学是结合经典流体力学和电动力学的方法研究导电流体和磁场相互作用的学科, 它包括磁流体静力学和磁流体动力学两个分支. 但磁流体力学通常是指磁流体动力学. 磁流体力学是在非导电流体力学基础上研究导电流体中流场和磁场的相互作用

的. 这种研究必须对经典流体力学加以修正，以便得到磁流体力学基本方程组，包括考虑介质运动的电动力学方程组和考虑电磁场的流体力学方程组. 该方程组具有非线性且包括方程个数又多，造成求解困难，大部分是用数值解来处理.

在研究等离子体的宏观运动时，可近似地把等离子体当作导电流体处理. 导电流体在磁场中的运动将感应电场，产生电流；该电流一方面与磁场相互作用，产生电磁力，改变流体的运动；另一方面它又将激发新的磁场，改变原来的磁场位形. 通常把这种研究磁场和导电流体之间的相互作用，引起宏观现象的理论称之为磁流体力学.

(1) 磁流体力学基本方程组

磁流体力学的基本方程由流体力学方程和电磁场方程组成. 在不考虑导电流体的粘滞性和其他非电磁力场的情况下，方程组取如下形式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho v)=0 \tag{4.55a}$$

$$\rho\frac{\partial v}{\partial t}=-\nabla P+\frac{1}{c}j\times B \tag{4.55b}$$

$$\frac{d}{dt}(P\rho^{-\gamma})=\frac{3}{2}\frac{\rho^{-\gamma}}{\sigma}j^2 \tag{4.55c}$$

$$j=\sigma\left(E+\frac{v\times B}{c}\right) \tag{4.55d}$$

$$\nabla\times E=-\frac{1}{c}\frac{\partial B}{\partial t} \tag{4.55e}$$

$$\nabla\times B=\frac{4\pi}{c}j \tag{4.55f}$$

这是一个由 ρ、P、v、j、E 和 B 等的十四个标量方程组成的封闭方程组.

对于完全导电的等离子体，由于 $\sigma\to\infty$，上述方程组变成如

下形式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho \boldsymbol{v})=0 \tag{4.56a}$$

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}=-\nabla P+\frac{1}{c}(\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}) \tag{4.56b}$$

$$P\rho^{-\gamma}=\text{常数} \tag{4.56c}$$

$$\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})=\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{4.56d}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{B}=\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} \tag{4.56e}$$

它包括 11 个方程，求解 11 个标量未知函数 ρ、P、$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{j}$、$\boldsymbol{v}$. 下面讨论磁流体力学主要物理效应和规律.

(2) 磁场的扩散和冻结

这是导电流体和磁场相互作用的重要效应. 由(4.55d)解出 $\boldsymbol{E}$, 并和(4.55f)一并代入(4.55e)中, 便可得到导电流体中磁场随时间变化所满足的方程式——磁场方程式

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}=\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})+\frac{c^2}{4\pi\sigma}\nabla^2\boldsymbol{B} \tag{4.57}$$

其中 σ 是假定为空间上均匀常量.

当等离子体静止时, $\boldsymbol{v}=0$, (4.57)式变为

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}=\eta_m\nabla^2\boldsymbol{B}\quad\left(\eta_m=\frac{c^2}{4\pi\sigma}\right) \tag{4.58}$$

η_m 称为磁扩散率. (4.58)式具有扩散方程的形式. 它表示等离子体中的磁场将从强度大的区域向强度小的区域扩散; 扩散率同等离子体本身的性质 η_m 有关. 由量级分析法, (4.58)式可表为

$$\frac{B}{\tau_d}=\eta_m\frac{B}{L^2}$$

可得磁力线扩散的特征时间为

$$\tau_d = \frac{L^2}{\eta_m} = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2} \tag{4.59}$$

其中L为等离子体的特征线度，上式表明，等离子体的电导率越大，磁场的变化越慢；如果$\sigma\to\infty$，则磁场不扩散．对于σ一定，L越大则磁场变化越慢．对于宇宙等离子体，由于线尺度巨大，衰减时间可以很长．扩散是磁能减少，转换为等离子体的热能，其本质是由电阻引起的欧姆耗散．

另一极端情况是等离子体的电阻可忽略不计，即$\sigma=\infty$，这是完全理想导电流体的情况．(4.57)式变为

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) \tag{4.60}$$

它与不可压缩理想流体的涡旋方程 $\frac{\partial \omega}{\partial t}=\nabla\times(v\times\omega)$具有完全相同的形式．在流体力学中，它表示涡旋粘附在流体质点上随之一起运动．由此可见，(4.60)式的意义是，磁场的变化就如同磁力线粘附在流体质点上，随它一起运动，这就是通常所说的磁力线被"冻结"在等离子体中一样．因此，方程(4.60)也叫冻结方程．

利用冻结方程(4.60)，可以证明表示磁力线冻结现象的两个定理：(*A*)．通过与理想导电流体一起运动的任一闭合回路的磁通量是守恒的；(*B*)．在理想导电流体中，起初粘在某根磁力线上的流体质点，以后永远粘在该磁力线上．

(3) 阿尔芬波(Alfven wave)

这是在磁场存在下，导电流体所特有的一种磁流力学波动．它是由磁流体力学的奠基人之一阿尔芬在本世纪40年代首先从理论上预言的，故称为阿尔芬波．

考虑完全导电流体，由于$\sigma\to\infty$，流体和磁场是冻结的，或

者说等离子体都冻结在磁力线上．由磁场应力知，磁压强 $\frac{B^2}{8\pi}$ 将被流体静压强所平衡；而磁张力 $\frac{B^2}{4\pi}$ 的存在，使得每根磁力线象一根拉紧了的弦．每根磁力线的张力应为 $\frac{B^2}{4\pi}\Big/B=\frac{B}{4\pi}$，而每根磁力线上冻结的等离子体的线密度应为 ρ/B（ρ 为等离子体密度）．众所周知，在力学弦上的任何小扰动，都会产生沿弦传播的横波，其波速为 $\sqrt{T/\rho_0}$，T 为力学弦中的张力，ρ_0 为弦的线密度．与此对比，可知对磁力线的任何扰动（即对磁场的扰动），也将产生沿磁力线传播的波动，其波速为 v_A．

$$v_A=\left[\frac{B}{4\pi}\Big/(\rho/B)\right]^{\frac{1}{2}}=B/\sqrt{4\pi\rho}=2.2\times10^{11}\frac{B}{\sqrt{n_e}} \tag{4.61}$$

这种沿磁力线传播的横波（它属于低频电磁波）就是阿尔芬波，v_A 称为阿尔芬速度．其特征时间 τ_A 为

$$\tau_A=L/v_A \tag{4.62}$$

假若设 $n_e=10^8$（日冕），$B=1$ 高斯，v_A为220 千米/秒，跨过直径为 10 弧秒（7000 千米）的耀斑的核心的时间为 30 秒．该扰动的传播很象拨动力学弦的扰动的传播；此处在磁力线上的恢复张力为 $B^2/8\pi$．阿尔芬波描述了磁场中扰动的传播，特别是它控制了磁场的不稳定性的增长．例如，若耀斑的增长的时间为 t_A，那末比率R_m 为

$$R_m=t_r/t_A \tag{4.63}$$

其中 t_A 为磁扩散的特征时间，R_m 是"磁雷诺数"．

除阿尔芬波外，在磁流体中还有其他形式的波，例如快、慢磁声波等．它们都是等离子体物理中的重要物理现象．

§4.4 太阳活动

太阳活动是太阳大气层里一切活动的总称. 太阳活动主要表现在太阳黑子、光斑、谱斑、耀斑、日珥和太阳射电等变化现象. 它引起太阳一系列物理过程的演化, 使太阳的电磁辐射与粒子流辐射随时间发生变化. 在太阳黑子周围光亮部分为光斑, 太阳辐射在光斑部分加强、发展. 谱斑是太阳色球层中的活动现象, 它位于光球层的光斑的上面的色球层内, 实际上它是光斑在色球层的延续. 谱斑与光斑存在有本质的物理联系, 谱斑与黑子也有密切联系, 它常出现在大黑子和黑子群附近. 耀斑亦称色球爆发, 它常出现在太阳黑子上空和附近. 我们将集中讨论活动区、太阳黑子和耀斑. 这些现象的物理实质是与太阳磁场密不可分的.

1. 太阳活动和磁场

我们首先讨论太阳磁场的一般性质. 人们早已知道, 太阳黑子出现的频率和纬度不断变化, 周期约为 11 年. 太阳黑子一般成对地出现, 它们是磁场很强的区域, 磁场的符号按一个黑子在一对黑子中是“前导的”还是“后随的”成员(就太阳的自转方向而言)决定. 成对黑子中前导和后随黑子极性的分布, 在北半球和南半球是相反的. 最后, 在每一半球中, 这种分布随太阳黑子 11 年周期的更替而反号. 因此, 太阳是一颗准周期性磁变星, 周期约为 22 年.

磁场不能任其自然发展, 导电等离子体通过磁场的运动, 例如对流不稳定性和太阳表面层的较差自转引起的运动, 会产生感应电流; 它反过来又会引起磁场的变化.

如果导电率足够高, 磁场就“冻结”在等离子体中, 也就是说被等离子体带着通过任一表面的磁通量, 在运动过程中是固定不变的. 在日冕中那样的低密度下, 气体的热能密度 nkT 一般比

磁场能量密度 $B^2/8\pi$ 小得多，因此气体被迫与磁场一起运动．但是，如果情况相反，尤其是在等离子体的动能密度 $\rho v^2/z$ 超过磁场能量密度 $B^2/8\pi$ 时，等离子体的运动会控制和改变磁场．

太阳磁学的一个基本问题，是要解释太阳内部的速度场与存在着的磁场的相互作用，怎样能产生磁极性的 22 年振荡及伴随出现的表面磁场的细微变化．大致说来，太阳内部是一个回动的磁发电机，即物质跨越磁场的运动产生电流，而电流反过来形成一个方向相反的磁场．一般认为，在这个过程中内部的较差自转使磁力线在东西方向上延伸，于是使一个原有的角向（在南北方向上）普遍磁场改变成主要是环状的（方位角的）磁场．反过来，当对流运动带着环状磁力线向上穿越对流区时，作用于自转太阳的科里奥利力可以使磁力线再次向磁区弯曲，但与原来的角向场方向相反．研究表明，不仅太阳黑子周期的总体性质，还有它的许多细节特征，都可用这种方式加以解释．

2．活动区

太阳活动区有时称为活动中心，或者形象地叫做太阳风暴．它包含许多不同的但却互相联系的现象：黑子、谱斑、日珥、日冕活动和耀斑．

太阳上的活动区是在几天到几个月内成长和衰亡的强磁场区域，它们出现的纬度范围很确切，该范围称为活动带，活动带在赤道南北两边是对称的．活动区的大小从一万千米左右到几十万千米．

在某种意义上说，活动区是太阳活动的基本单位，也是太阳磁性最持久的和看得见的表现形式．因此，对活动区及其演化的详尽的物理解释是了解太阳活动的基础．大致说来，全部太阳黑子和耀斑都出现在活动区内，活动区也是对地球高层大气有强烈影响的软 X 射线、远紫外和紫外辐射的缓变分量的源泉．

可以认为大部分新产生的太阳磁通量来自活动区内部，它通

过超米粒组织速度场散布到太阳表面. 因此活动区图象的研究对了解太阳大尺度磁场是很重要的. 同时, 还应提到, 活动区的物理性质很复杂, 它们为研究天体物理过程提供了无与伦比的机会.

因为活动区在日冕中的表现(即日冕凝聚区)往往很亮, 所以它们是在无日食时用日冕仪最早观测到的日冕结构. 用人造卫星上的高分辨率的阿波罗望远镜装置进行的观测, 已经发现日冕中活动区的精细结构. 由观测可以看到, 发射集中在很精细的环状结构上, 这清楚地显示出了磁力线的约束作用. 由此可知, 气体压力 nkT 应当比磁场压力 $B^2/8\pi$ 小得多.

由于磁场的复杂性, 活动区的色球, 过渡区和日冕的质量和能量平衡问题, 比起宁静太阳来就更困难.

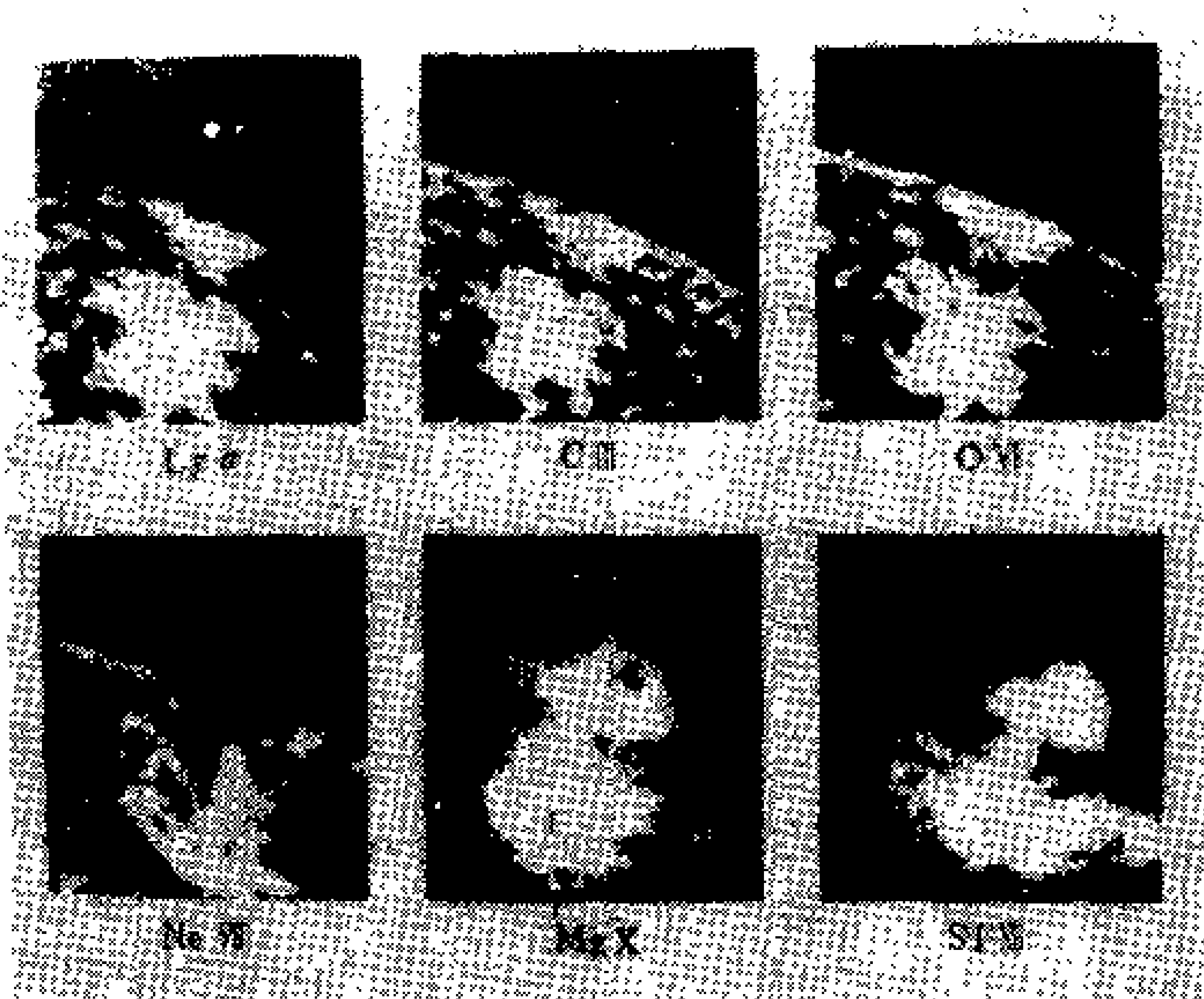


图 4.4 太阳边缘附近的活动区. 发射的近似温度是 L_α : 2×10^4 K ; CⅢ : 8×10^4 K ; OⅥ : 3×10^5K ; NeⅦ : 6×10^5 K ; MgⅩ : 1.5×10^6K ; S : Ⅻ 2.5×10^6 K

迄今为止我们对活动区只是做了静态描述．然而同太阳活动周一样，活动区也是一种动力学过程，它形成的特征时间（10天）界于太阳活动周上升时间（4至5年）和太阳耀斑上升时间（几秒至几分钟）之间，太阳活动区具有张弛过程的特征，它们的发展有一定规律性，可以加以预报．图 4.4 是太阳边缘的活动区．图 4.5 是活动区的变化过程．

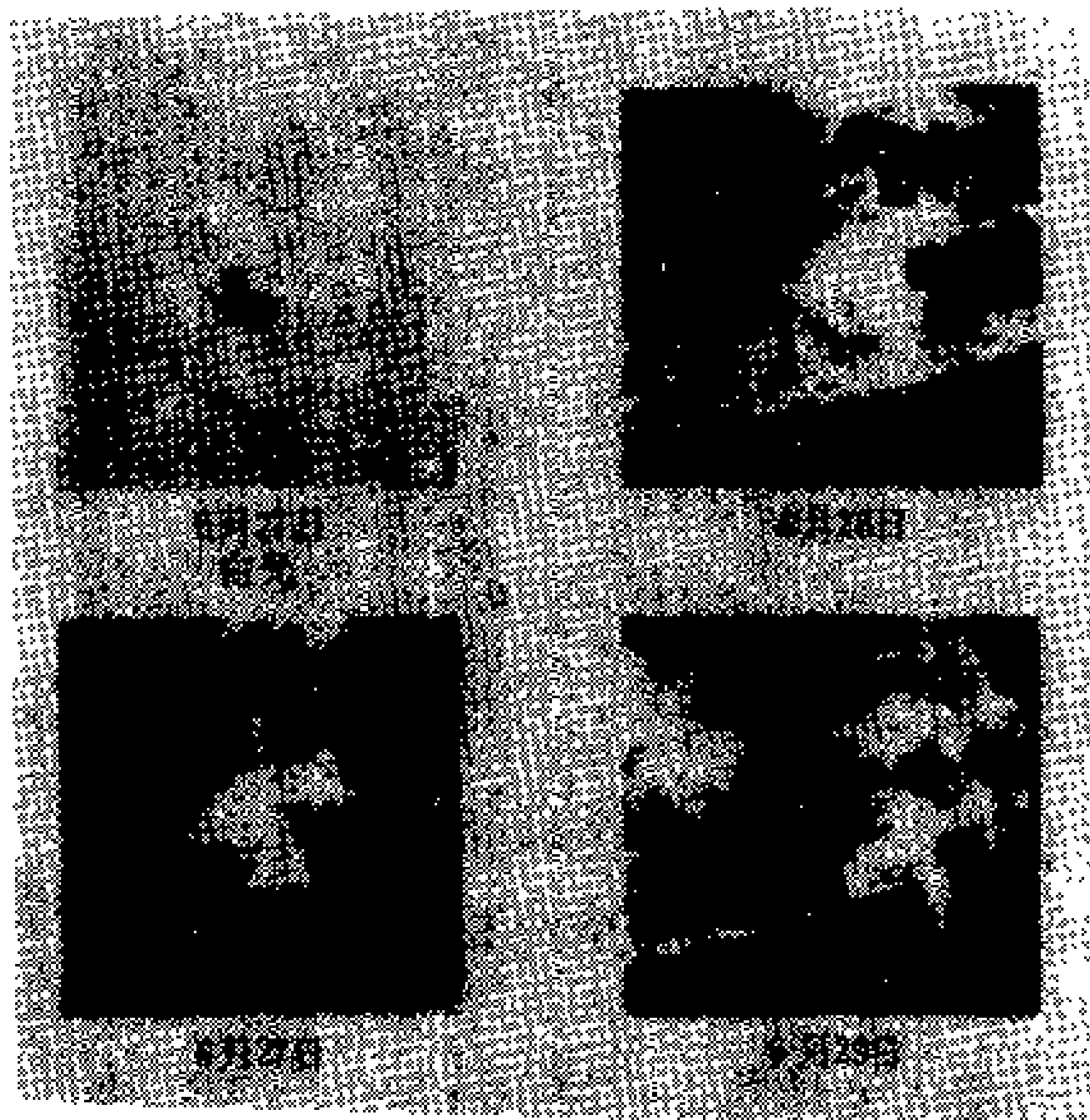


图 4.5　活动区的变化过程．从6月27—6月29日的变化

3. 太阳黑子

在一切太阳现象中，太阳黑子是最容易观测又最难理解的现象之一了．奇怪的是，我们对太阳黑子已知道了很多，但仍不能理解关于黑子的两件最基本的事情：它们为什么竟然会存在？它们为什么是黑的？

太阳黑子（图 4.6）是黑的，这当然是因为它们冷［它们的表面有效温度仅约 4100 K，比周围光球冷 1700 K 左右．它们单位

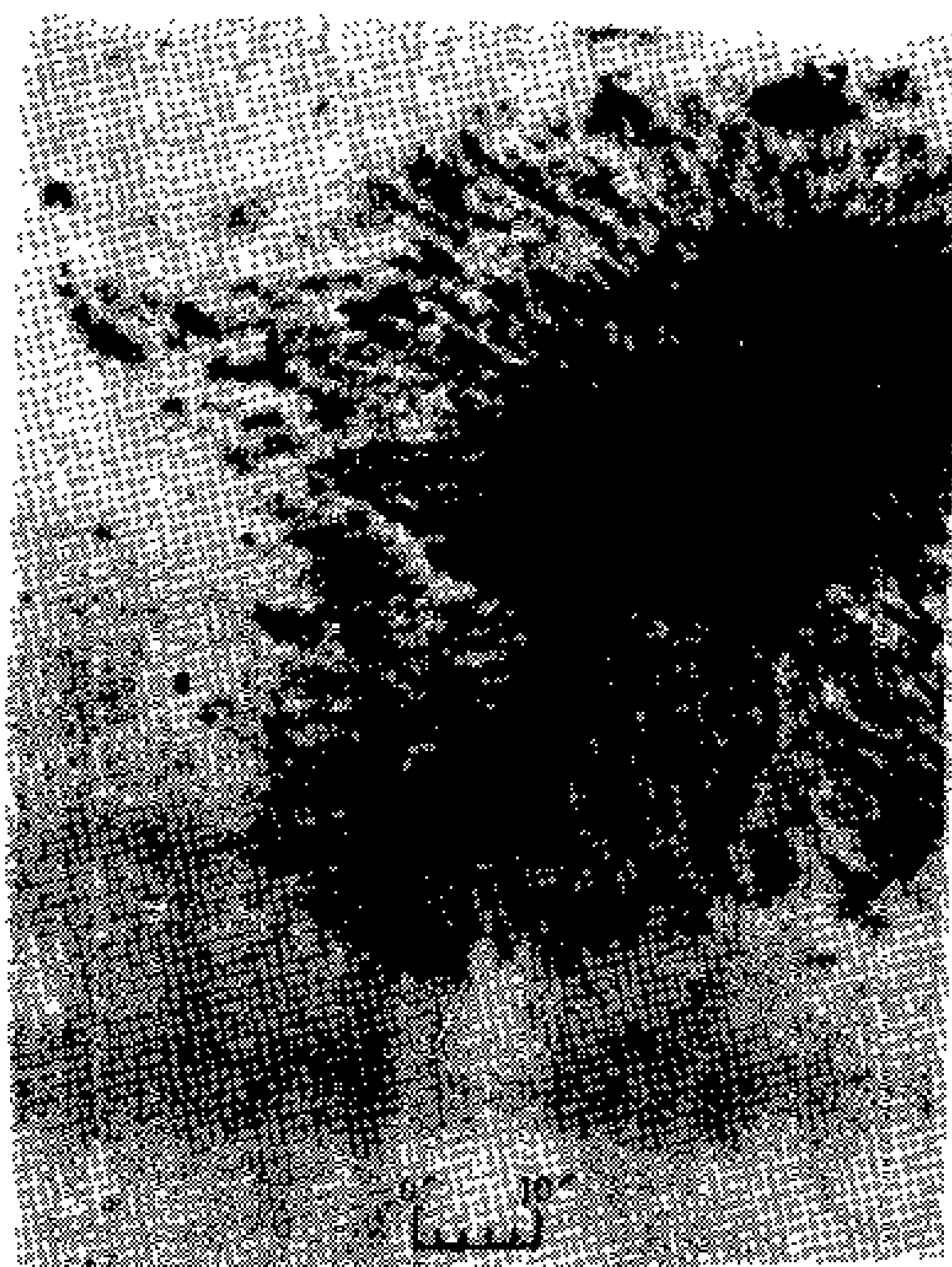


图 4.6　太阳黑子. 暗黑的本影周围是灰色的半影

面积发射的能量为光球的 $\left(\frac{4100}{5800}\right)^4 = 0.25$ 倍. 因此对比起来它们是黑的. 如果在漆黑的天空背景上看, 一个典型的黑子的视星等为 $m_v \sim -12^m$, 即约为满月的一半那样亮了. 但是, 它们为什么是冷的? 很清楚, 必然起因于磁场. 在黑子本影测得的典型磁场为 $B \sim 3000$ 高斯. 人们经常谈到, 太阳黑子所以冷, 是因为强磁场使物质冻结在磁力线上, 抑制了对流. 换句话说, 磁场建立了一个制止对流能量流动的绝缘层. 绝缘层起了一个重要作用, 因为太阳表层大部分能量靠对流传输. 帕克则认为, 宁可说是阿尔芬波把能量从黑子本影带走, 从而使黑子冷却. 这个问题至今还没有满意的解决.

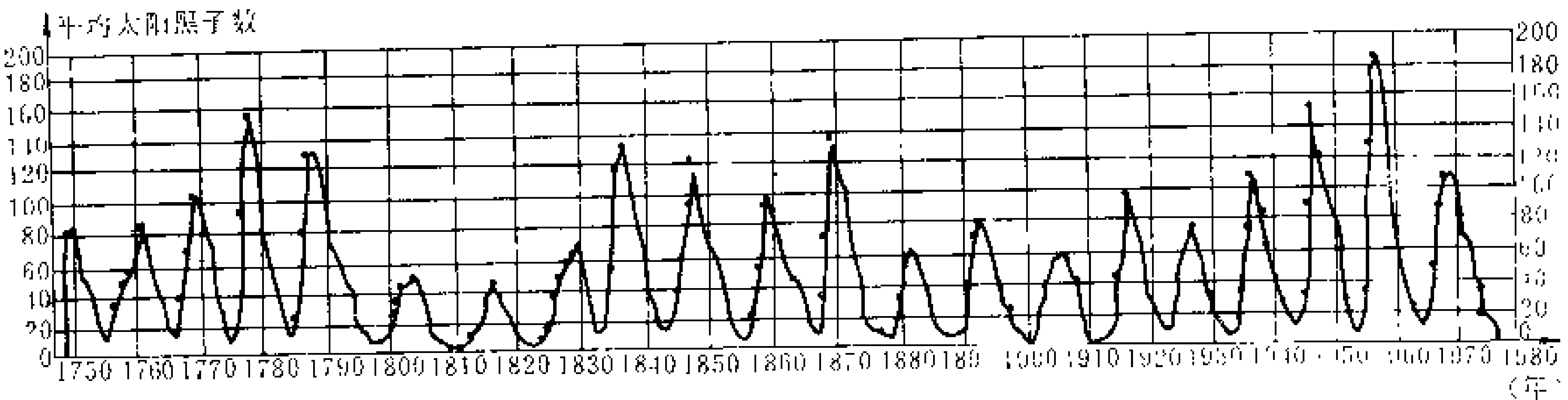


图 4.7　太阳黑子数随时间的变化

跟踪太阳活动周的最直接和传统的方法是观测太阳黑子数如何随时间变化．太阳圆轮上的黑子数定义为

$$ZS = CF(IS + 10\,NG)$$

其中ZS为楚里士(zürich)黑子相对数，IS为黑子个数、NG为黑子群数，CF是每个观测者的改正因子．由图 4.7 可见黑子具有明显的周期性，图中的平均周期是 11 年．

研究太阳活动周物理性质的另一途径是观察黑子出现区域的纬度随时间的变化．一般说来，在活动周开始时，这些区域在 ±40°处，随后移向低纬，在一周开始时达到 ±5 °处．图 4.8 就是表示这种变化的蒙德 (Maunder)蝴蝶图．

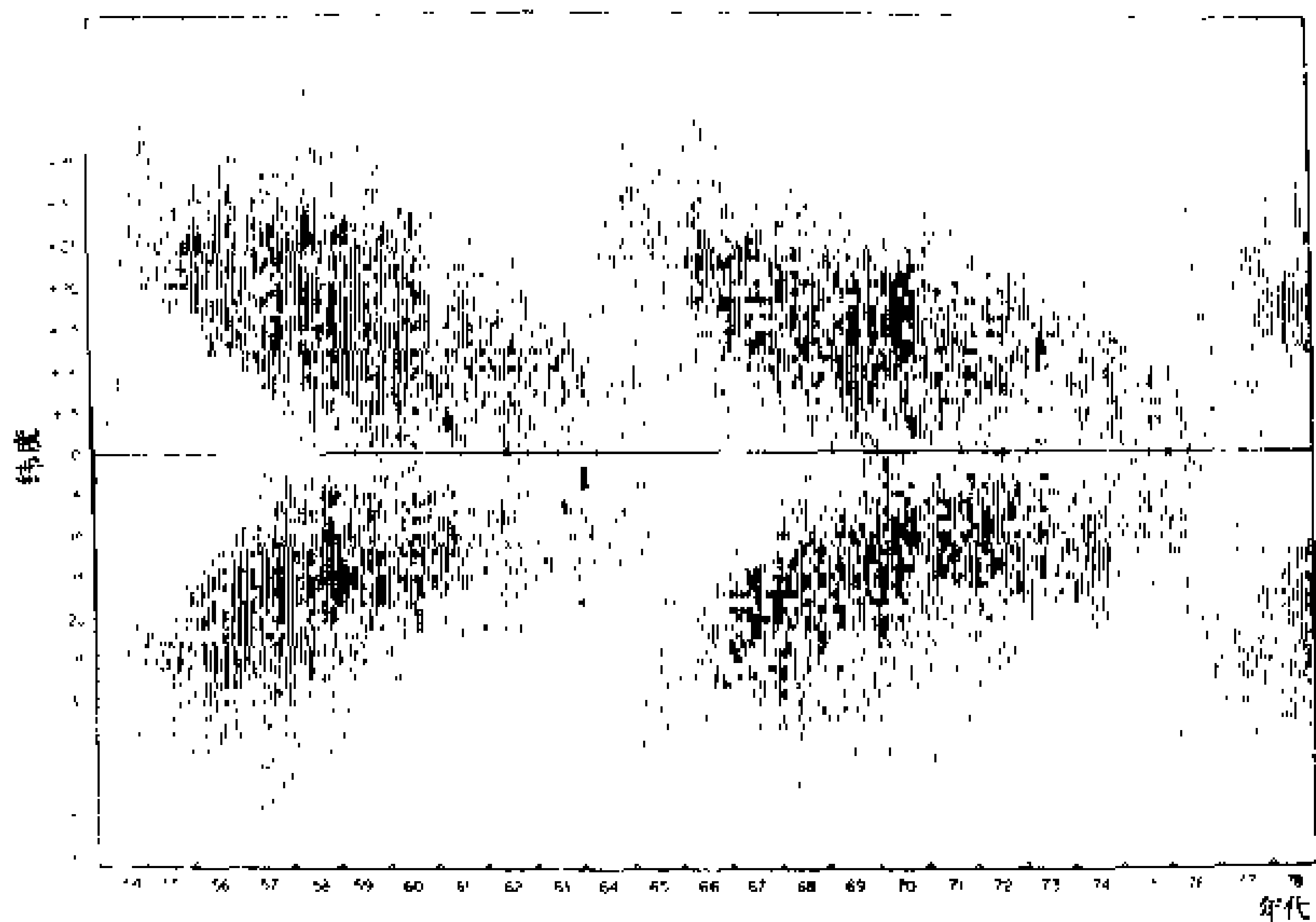


图 4.8　太阳黑子的蒙德蝴蝶图

4. 耀斑

太阳耀斑大概是太阳上观测到的最复杂的现象，它是太阳上最剧烈的活动现象，对日地空间和地球有重大的影响．近年来耀斑物理的研究一直是太阳物理研究中最集中的领域．它们所涉及的物理过程的丰富多采是令人惊奇的，这些过程包括：(1)耀斑爆发前在磁场中储存大量能量；(2)这种能量的极快释放(触发)；(3)电子加速到相对论性能量；(4)相对论性电子与磁场作用产生回旋同步加速辐射；(5)核子加速到高度相对论性能量，直至十亿电子伏特；(6)高能质子与周围太阳物质相撞所产生的核反应；(7)令人费解的同位素反常丰度；(8)热量在色球中的突然沉积，引起物质的爆发性抛射；(9)产生激波，把粒子和能量带入行星际空间的物质，最后与地球及其磁层发生相互作用．磁场的放大和突然毁灭，可以把许多单个粒子的很小和不规则的能量转化为少数粒子的极大能量，这个转化过程是整个天体物理学最有兴趣的现象之一．在射电星系、类星体、超新星遗迹、X 射线星、脉冲星和耀星中，很可能有类似的现象．

(1)耀斑分类

耀斑是 H_α 亮度瞬时增加，至少是色球强度的两倍，通常伴随着来自太阳的 X 射线和射电辐射的瞬时增强．可以用多种方式监测耀斑：监测仪器可用 H_α，X 射线和射电波段．光学观测受到天气的影响，X 射线原则上是软 X 射线波段，微波监测按理是最完备的，但又受到只测到较大事件的局限，目前还不能提供耀斑位置的信息．

六十年代以前耀斑分类依赖于观测可见光的光谱，最常用的是 H_α 线，在太阳单色光像上，耀斑呈现为亮斑．其面积对大耀斑来说为 10^{15} 平方米的几倍，比 10^{14} 平方米小的耀斑称为亚耀斑．该面积的大小成为光学波段对耀斑分类的主要依据．面积的测量是以圆面中心的一日面平方度为单位，

$$1\text{ 日面度} = \frac{1}{360}\text{ 太阳圆周} = 12,500\text{ 千米}$$

$$\text{日面的百万分之一} = \frac{1}{97}\text{ 平方度}$$

$$1\text{ 平方度} = 1.476 \times 10^{14}\text{ 平方米（日面）}$$

具体分类如表 4.2 所示，每类以数字和英文字母表示，字母 f、n 和 b 的含义分别为弱 (faint)、正常 (normal)、极亮 (brilliant).

表4.2 H_α 耀斑分类

面积		相对强度		
平方度	10^{-6} 太阳圆面	弱 (f)	正常 (n)	极亮(b)
<2.06	<100	Sf	Sn	Sb
2.06 — 5.15	100 — 250	1f	1n	1b
5.15 — 12.4	250 — 600	2f	2n	2b
12.4 — 24.7	600 — 1200	3f	3n	3b
>24.7	>1200	4f	4n	4b

近二十年来，由耀斑的 X 射线观测资料为分类提供了更好的更客观的判据. X 射线判据同时对耀斑本身提供了更深远的物理看法. 通常所用的分类的最简单的依据是耀斑爆发期间的 X 射线光子流量 (1 — 8 Å). 具体以表 4.3 中 C、M 或 X 来划分. 这些字母代表 X 射线辐射流的量级，字母后的数字表示数量级的倍数，(例如，$M3 = 3 \times 10^{-2}$ 尔格・厘米$^{-2}$・秒$^{-1}$)，亚耀斑则以 B 表示.

表 4.3 耀斑软 X 射线分类

类型	强度 (尔格・厘米$^{-2}$・秒$^{-1}$)
B	10^{-4}
C	10^{-3}
M	10^{-2}
X	10^{-1}

在黑子活动极大的年份，C 型耀斑经常出现，而 X 型耀斑出现的频数很低．例如，1979 至 1980 年太阳活动极大时，C 耀斑出现 2834 次，M 型为 554 次，而 X 型仅为 59 次．对于太阳活动极小期，如 1976 年，只有 75 次 C 型耀斑，5 次 M 型，没有 C 型．对于 1976 至 1985 年整个太阳活动周，共报告了 17986 次耀斑，其中 C 型占74%，而只有 1% 为 X 型耀斑．

对于大多数耀斑，X 射线分类和由来已久的光学分类以及射电辐射之间有很好的相关性，如表 4.4 所示．

表 4.4　各种耀斑分类的关系

面积(平方度)	类型	射电辐射流(5000 MHz sfu)	软 X 射线(SXR)
<2.0	S	5	C_2
2.1—5.1	1	30	$M3$
5.2—12.4	2	300	$X1$
12.5—24.7	3	3000	$X5$
>24.7	4	30000	$X9$

其中 1 sfu $=10^{-22}$ 瓦·厘米$^{-2}$·赫兹$^{-1}=10^4$ 央斯基．

在射电波段能规则地监测太阳耀斑，射电不受天空云量的影响．对于 2000 MHz 以上频率，几乎每一个耀斑事件其流量都在 1 sfu 之上．对于脉冲爆发耀斑，面积分类与微波辐射流存在以下关系：

$$I_{mp}=\log_{10} S(\text{sfu})-0.5$$

其中 S 为 5 GHz(6 厘米)的辐射流．因为辐射流的测量比面积的测量精度高，这是一种更好的测量，可惜只适合于脉冲爆发事件．

各类耀斑发射的时间和空间分布都综合在表 4.5 中，某些光变曲线如图 4.9 所示．

(2)耀斑能量的聚集和耀斑产生条件

在耀斑释放前几小时至几天，多余的能量就在磁场中储存起

表 4.5 耀斑发射的空间和时间分布

发射	位置	时间特征	发射或激发源
H_α	色球	随 HXR 上升 随 SXR 下降	电子束， 热传导
HeI D3	磁环足点， 低色球弱环	随 HXR 上升， 随 SXR 下降	电子束， 由高温热传导，复合
HXR	磁环足点， 某些磁环顶部	脉冲爆发	硬电子韧致辐射
SXR	磁环顶部	慢，在 HXR 后达峰值	热电子的韧致辐射
Fe XXIII —XXIV	磁环顶部	脉冲后	高温电子激发
Fe XII —XVIII	低日冕	延迟	复合，2×10^6 度
微波	磁环顶部	脉冲爆发	$E>100$ keV的 电子同步辐射

来．“多余的”意味着超过与一个势场有关的最少能量的量，而最少能量代表一个磁场所具有的最低可能的能量．势场是不受电流干扰的；一个熟悉的例子是在一个永久磁体附近的场．磁场好象拉长了的橡皮带(二者都有张力)．利用这个熟悉的相似性，我们可以把势场的能量看作一个玩具飞机在扭紧前拉长了的橡皮带的能量．耀斑爆发前的能量储存与扭紧橡皮带相似．这两个情况在几何上确实十分相象，因为一个扭曲的磁场能够储存能量．在强磁场区域附近的大气中，经常可以看见扭曲结构．扭曲磁场应当与一个提供能量的电流有联系，因为按麦克斯韦方程之一，磁场在任何一点的旋度或切变在数值上都等于电流密度($\nabla\times B=4\pi j$)．

为了阐明不稳定性的本质，与能量释放有关的磁场的精确几何结构问题是十分重要的．一个很简单的模型是图 4.10a 所示的

片流箍缩(sheet pinch)模型. 在这种几何图象中, 有一个中性片, 它把偶极磁区的封闭磁环结构上方具有相反方向的开放磁力线的区域划分开来. 片状电流在中性片内沿与图面垂直的方向流动, 因此满足关系式 $\nabla\times B=4\pi j$. 在这个模型中, 耀斑的不稳定性引起电流片中磁力线迅速地再联结, 在再联结区域以快速加热的形式释放出全部磁能 $B^2/8\pi$ 的一半左右. 详细的模型计算表明, 这个能量足够供给耀斑所需的能量; 此外从图 4.10b 和 4.10c 可以看出, 磁场的再联结必然为不稳定区上空的等离子体射入日冕创造了条件. 而这正是观测所要求的. 但是, 要理解再联结怎样能发生得这样快, 以致在大耀斑所要求的几百秒钟内把全部需要的能量都储存起来, 却并非容易.

现在人们对耀斑储能和触发过程的研究在观测和理论上都取得了重要成果. 现在已初步弄清楚, 磁环足点的位移以及由此而产生的剪切磁场结构可以积聚能量. 挤压磁场和四极黑子群磁结构也会使可释放的自由能增加. 近来研究表明, 造成剪切磁场和挤压磁场的原因是光球上的运动, 例如黑子的运动、大尺度等离子体流动、磁流浮现、下沉和对消, 以及光球上的旋涡流动等. 应指出, 磁场剪切并不是发生耀斑的充分条件, 可能只有当剪切角足够大, 且剪切线足够长时才能发生耀斑.

近来还广泛地研究了磁流浮现在产生耀斑中的作用. 这种作用可以通过多种方式进行, 有些可能触发耀斑, 从统计角度看, 耀斑发生的位置大多同浮现磁流有关, 但浮现磁流不一定是耀斑前暗条爆发的直接触发者, 实际情况是更复杂, 需进一步观测和研究.

研究表明, 当磁环扭曲超过临界值或其足点相距太远时, 磁环将因磁张力和磁浮力的作用而失去平衡. 磁拱足点位置和底部压力的一定组合, 或磁拱内磁压梯度产生的气球不稳定性都可能破坏磁拱的平衡. 磁拱一旦被破坏, 就可能使日冕环物质抛射出去, 带动下面的磁力线, 使日珥缓慢上升直到它下面发生磁重连,

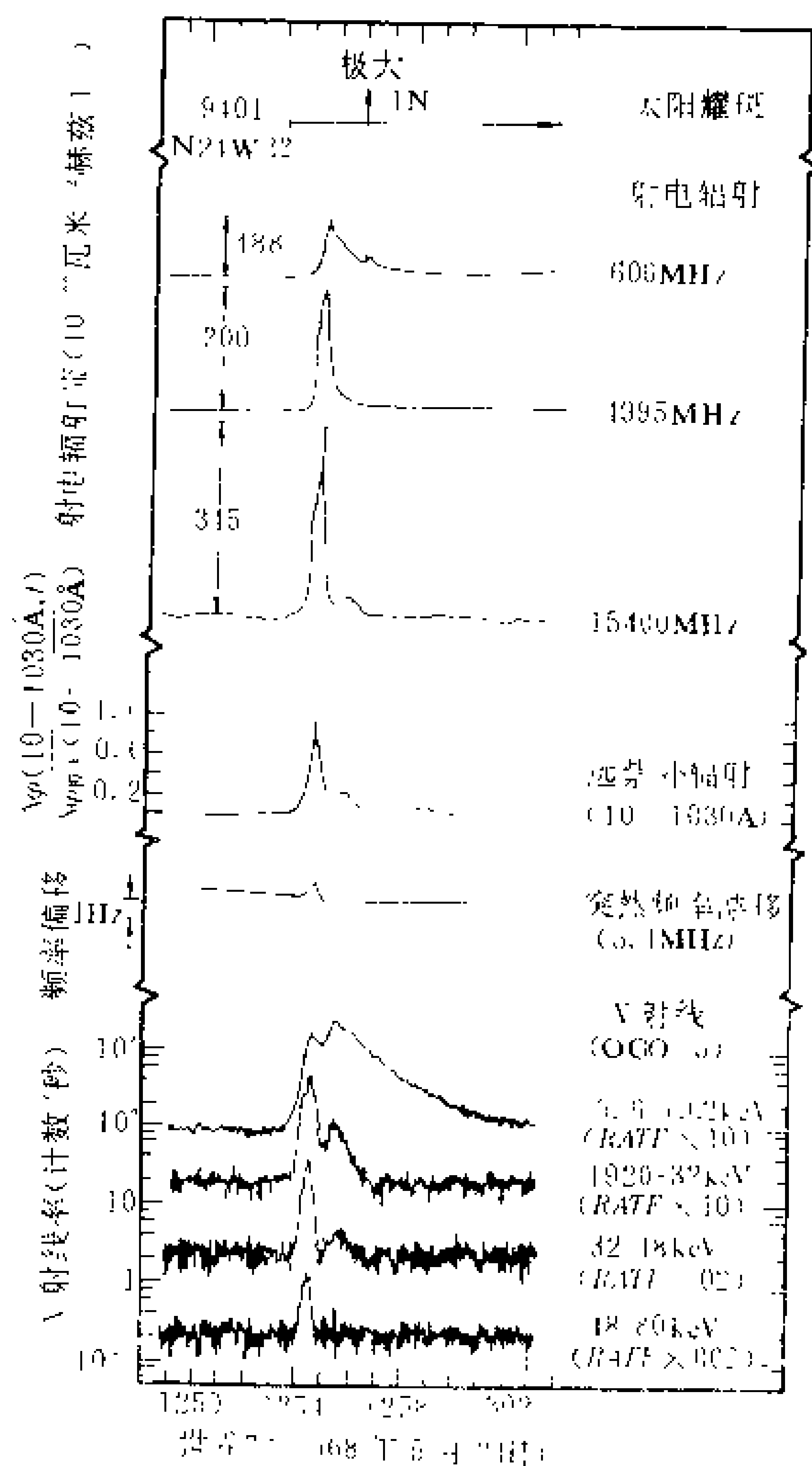


图 4.9　在电磁波不同区域所见耀斑随时间变化的例子

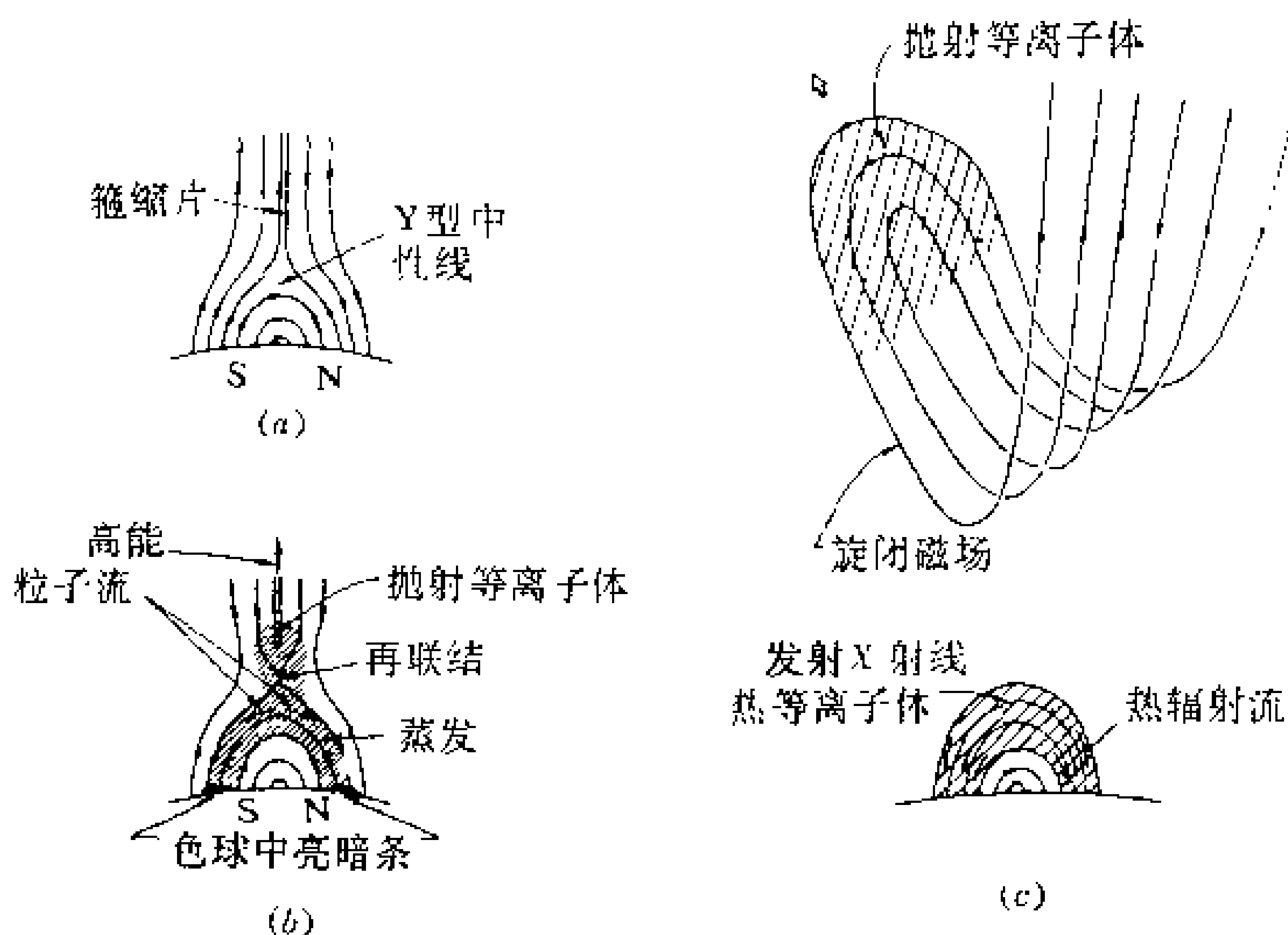


图 4.10　a. 在一个偶极磁场上空的开放性电流片模型；
b. 在中性线处的再联结造成离开太阳的加速度；
c. 一旦再联结，就出现一个无力结构，并且将磁力线冻结在内的一大团物质向日冕抛射。

从而可能触发双带耀斑。

(3)耀斑能量的释放

为了使能量在耀斑爆发前储存起来，不致过早释放，磁场结构必须是亚稳定的，即是说虽然有一个较低能量状态，磁场也不会松弛到这个能态，即使在小的起伏出现时也如此。可是，在某一时刻，磁场中的非势场能量将达到一定水平，于是一个小的扰动就能够触发不稳定性的出现。这时多余的能量很快转化，在几秒至几分钟内多达 10^{30} 至 10^{32} 尔格的能量变为高速粒子的动能。该能量的很大一部分，或甚至全部，都用于使电子加速到能量达 100 keV左右，或速度达到 0.5 c(光速的一半)。图 4.9 表示了这些电子所产生的一些直接的效应。

(i) 立即出现硬 X 射线(HXR)爆发，X 射线能量上升的时间不到一分钟. 这是电子被周围气体减速所产生的韧致辐射. 大部分 X 射线很可能来自稠密的色球，而电子似乎是靠磁场本身向下引导到达色球的(图 4.11).

(ii) 当相对论性电子穿过耀斑区域磁场时，它们也受到加速(虽然比上面谈到的韧致辐射情形要慢一些)，并绕磁力线旋转. 向心加速度在射电(微波)波段引起回旋同步加速辐射(见图 4.9). 微波辐射与 X 射线韧致辐射的比值与发射区的密度有关. 因而算出密度约为 10^{10} 厘米$^{-3}$. 由此可知，微波辐射源是色球高层或色球 – 日冕过渡区.

(iii) 一部分快速电子不是象上面(i)那样向内，而是穿过太阳大气向外运动. 当它们逐一穿过大气的较高层次时，它们从不同气层依次激发出辐射. 这种辐射称为Ⅲ型射电爆发，是由等离子体振荡引起的. 等离子体振荡就是大气受快速电子流撞击后发出的"响声"，在每个高度的振动频率与电子密度的平方根成正比. 利用已知的电子密度随高度的分布，便可以从观测到的不同频率辐射的到达时刻定出激发电子流的速度. 用这种方法发现，电子运动的速度约为光速的三分之一至一半，与上面(i)中所谈的由 X 射线韧致辐射波谱求得的大约 100 keV的能量符合得很好.

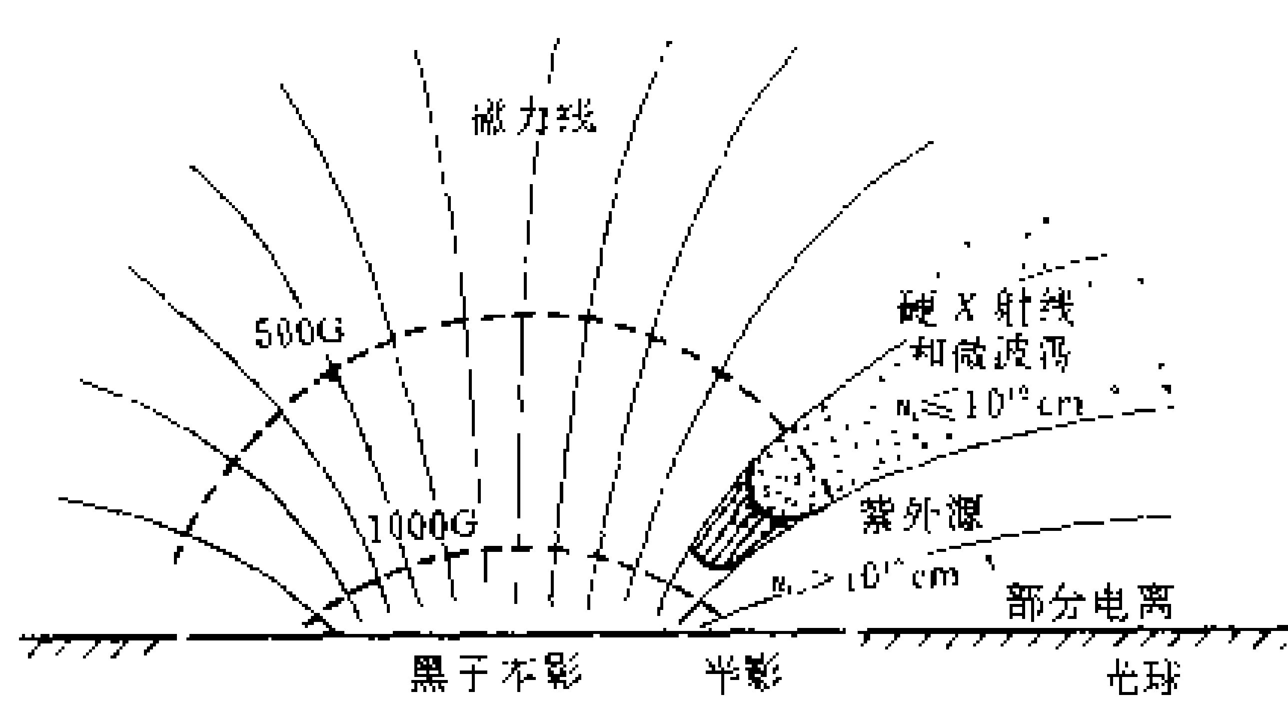


图 4.11　太阳耀斑爆发阶段 X 射线、微波和远紫外区发射的相对位置模型

X 射线辐射流的幂律分布由两种方式加以计算. 如果粒子仍

在加速区域，它们的分布似乎是不变的，我们可计算这种发射，这是“薄靶”模型．另一种可能是电子离开低密加速区而沉淀到象光球那样的密区，在此区它们立刻失去能量，这种模型称为“厚靶”模型．厚靶模型代表由于加速粒子瞬时产生的 X 射线辐射流；薄靶模型给出对整个加速过程所累积的辐射流．

为了简单起见，我们用薄靶模型，并根据布朗(1975)对 X 射线谱求去卷积的分析解方法．地球上测得的 X 射线辐射流 $I(\varepsilon, t)$是电子分布 $F(E, t)$ 与场粒子分布 $n(r, t)$以截面 $Q(\varepsilon, E)$ 相互作用的结果，即

$$I(\varepsilon, t)=\frac{1}{4\pi R^2}\int_V n(r, t)\int_{\varepsilon}^{\infty} F(E, r, t) Q(\varepsilon, E) dE dV \tag{4.64}$$

其中 ε 是观测到的 X 射线的能量，E 是产生它们的粒子的能量．为了简化，n 和 $F(E, t)$都引入平均值，于是上式变为

$$I(\varepsilon, t)=\frac{\overline{n} V}{4\pi R^2}\int_{\varepsilon}^{\infty} \overline{F}(E, t) Q(\varepsilon, E) dE \tag{4.65}$$

此处 $Q(\varepsilon, E)$是布朗给出的贝特－赫特里公式，它归化为正常的低能的自由－自由辐射．可证明(4.65)式是阿贝尔积分方程．我们用幂律拟合观测到的光子谱：

$$I(\varepsilon)=A\varepsilon^{-\gamma} \quad \text{光子/厘米}^2\text{/秒/千电子伏} \tag{4.66}$$

为避免红外灾变，在某些低能区在拟合时给予截断，通常仅用 25 千电子伏以上，布朗求得的解是：

$$\overline{F}(E, t)=\frac{6.7\times 10^{50}}{\overline{n} V}(\gamma-1)^2 B\left(\gamma-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) A E^{-\gamma+1} \tag{4.67}$$

其中 B 是贝塔函数，它是伽马函数的组合

$$B(z,\omega)=\frac{\Gamma(\omega)\Gamma(z)}{\Gamma(\omega+z)}$$

伽马函数性质是:

$$\Gamma(\omega+1)=\omega! \qquad 若\ \omega\ 为整数$$
$$=\omega\Gamma(\omega) \quad 若\ \omega>0$$

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)=\sqrt{\pi}$$

这样求得的 $F(E,t)$ 比观测的光子能谱要硬一次方. 只要电子同周围的冷的介质相碰撞并不慢下来, 该分析便成立; 同自由电子的碰撞截面为

$$Q_{\infty}=\frac{2\pi e^4}{E^2}\Lambda_{ee}\approx\frac{3.3\times10^{-36}}{E^2(\mathrm{keV})}\ 厘米^2 \tag{4.68}$$

因此, 沿途的背景电子数(对于高于 25 keV)必须小于 10^{21}.

对于厚靶模型, 我们求得注入能谱 $J(E_0)$, 其中 E_0 是每个电子被加速后的能量, 其解为

$$J(E_0)(电子/秒\cdot/千电子伏)=2.0\times10^{33}(\gamma-1)^2$$
$$\times B\left(\gamma-\frac{1}{2},\frac{1}{2}\right)AE^{-\gamma-1} \tag{4.69}$$

归算出的注入电子能谱较测量的光子的能谱软一次方, 从而较由薄靶模型归算出的能谱软二次方. 这是因为更多的高能电子当它们慢下来时提供了更多的光子, 于是注入的低能电子的假设数目是偏低了.

1972 年 5 月 18 日的 I 型耀斑的观测资料的拟合结果为: $\gamma=4.6$, $A=5\times10^6$. 将其代入(4.69)式, 我们可求得厚靶辐射流为 1.35×10^{35} 电子/秒·/千电子伏(高于 20 千电子伏). 该耀斑持续 30 秒, 产生的总电子数为 3×10^{36}, 相反地若用薄靶模型, 由 $N=10^{21}$ 得 7×10^{35}, 约高到五倍. 因此, 薄靶模型发射比厚靶模型更有效.

现简述 -下耀斑的微波观测是更强有力的原因:

(a)用现代最大的射电干涉仪，可以观测耀斑的高能成分，这种地面的观测仪器具有高空间分辨率和高时间分辨率，同时具有很好的频率分辨率.

(b)大而灵敏的抛物面天线可以每天用来观测耀斑，而空间卫星并不是总用来观测耀斑、微波的能量分辨率为小于百分之一，而 X 射线探测器则为 50% .

(c)利用耀斑的偏振和频谱在微波段的观测特性，可以推出产生耀斑当地的磁场的许多物理信息.

(d)当电子在磁场上作回旋运动时产生同步回旋辐射，因此可绘制出加速区域的图. 当电子失去能量由轫致辐射产生 X 射线辐射时，我们并看不到它们的加速区.

(e)微波是由最高能的电子优先产生的，因此天线阵可产生高能电子分布的相应的象. 由于面积的局限性，X 射线对于低于 40 keV的电子才能产生较好的象.

(f) X 射线源是光学薄的，较容易解释. 微波则涉及自吸收、拉金效应(Razin effect)和其他影响. 空间飞行更多地用于 X 射线探测器、微波设备则很难实现空间飞行.

(4)热相和第二次加速

可以证明，高能电子的轫致辐射和回旋同步加速辐射所产生的辐射量非常小—— 仅约为它的总能量的 10^{-4}. 其余的大部分能量到哪里去了? 看来它是分配给周围的未加速的物质了(“热化”)，因而使气体加热. 气体受热所能达到的温度由电子应当与之分配能量的粒子数目，因而即由密度来决定. 因此色球的热化可使温度上升几千度，并产生加强的 H_α 和紫外发射(图 4.9)，而低日冕的热化可以产生温度达 10^7 K 的发出软 X 射线的炽热等离子体(图 4.9).

研究表明，耀斑时释放的能量从日冕向低层大气传输，使色球物质大量蒸发(表现在过渡区谱线的紫移)、色球和光球大气

加热，并使耀斑大气产生运动(表现在谱线呈不对称性). 已经第一次在脉冲相同时观测到软 X 射线的紫移和 H_α 红不对称，证明色球向上蒸发和向下压缩运动的物质动量大体相当，两者都由耀斑环足点的压力陡增所引起. 所有这些动力学现象的发现和研究是近来对耀斑物理研究的重要成果之一.

现在简述耀斑中第二次加速. 在色球中，能量的积存经常引起爆发性的加热，由此产生物质抛射，速度为几百千米／秒. 事实上，膨胀的冲击波可以超过逃逸速度，并把多达 10^{16} 克物质抛射入行星际介质.

当冲击波向外运动时，看来它是把磁场一起带着，而这些运动的磁场大概是通过费米机制而引起粒子的第二次加速. 尽管细节还不清楚，但核子达到很高能量的加速过程肯定存在，并且发生的时间显然与上面提到的冲击波的出现有关. 在地球轨道上可直接观测到能量达 100 MeV的电子、质子和重子，以及从大耀斑的核反应产生的 γ 射线，都可证明有第二次加速. 这些 γ 射线已经证认出是电子 － 正电子湮没所产生的 511 keV发射，质子 － 中子反应创造的氘通过去激发所产生的 2.2 MeV发射，以及由中子与大气中丰富元素作用形成的其他谱线发射.

现在人们对耀斑的认识已大大向前发展，在耀斑储能、触发、能量释放和传输、爆发后等离子体冷却机制等方面仍需深入研究，从下一节日地关系中我们将更加体会到它的重要作用.

§4.5 日地关系

日地关系是日地物理的俗称. 自从1801 年赫歇尔首次提出年雨量与黑子之间存在相关性以来，许多科学家对日地物理研究作出许多贡献. 由于资料所限，目前对许多问题仍未得出一致的结论.

日地关系主要研究太阳黑子 11 年周期或 22 年周期与气象因

相关性及其倒转、太阳电磁辐射和微粒辐射或太阳磁扇形结构对地球物理现象与气象现象的影响和演化. 太阳活动和地球暴的相关性是一个老问题，太阳活动与气象和天气的关系愈来愈引起人们的重视. 随着太阳物理学的进展，随着人们对太阳和地球之间关系认识的深化. 日地关系日益受到有关学科的重视，使日地关系成为多学科的研究课题，使该交叉性学科得到发展.

1. 日地关系中应考虑的太阳有关因素

(1) 太阳黑子　太阳黑子磁性在22年周期内完成一次周期改变. 双极太阳黑子的22年周期由两个相连的11年周期组成. 在正11年周期内，太阳北半球双极黑子群的前导黑子的磁极为正(N). 而太阳南半球双极黑子群的前导黑子的磁极为负(S). 下一个11年周期内，黑子极性倒转. 太阳黑子的周期变化如图4.7所示.

(2) 太阳常数和太阳辐照理论分布

在§4.1中我们给出了太阳常数f. 地球上任一地区和任何季节的太阳辐照的理论分布由下式给出

$$Q=(\tau f/\pi d)(t_{\odot}\sin\varphi\sin\delta_{\odot}+\cos\varphi\cos\delta_{\odot}\sin t_{\odot}) \qquad (4.70)$$

此处Q为辐照能量，τ为测量时间，d为日地距离，$t_{\odot}$为太阳时角，$\delta_{\odot}$为太阳的赤纬，φ为地理纬度. 太阳的辐照对地球上不同纬度φ在一年内按一定规律变化.

(3) 太阳耀斑

在上一节中我们已专门讨论了太阳活动中这一最激烈的现象. 耀斑出现的频率如图4.12和表4.6所示.

(4) 太阳质子流　太阳质子流指太阳持续发射能量为几兆电子伏的质子辐射. 在耀斑出现时，太阳除发射能量为10—1000 MeV的高能粒子外，还发射能量为0.6— 13 MeV的质子流. 质子流能连续存在很多天.

(5) 太阳质子事件　太阳出现大耀斑时，发射高能太阳宇宙

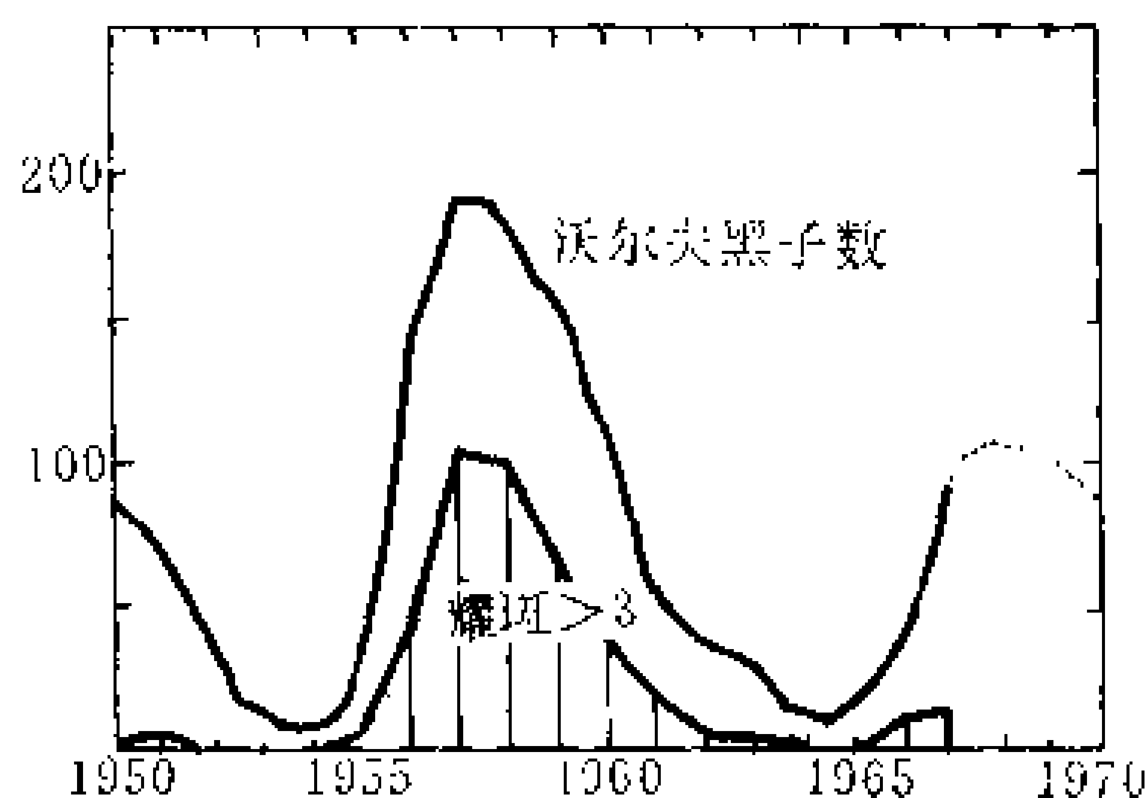


图 4.12 沃尔夫黑子数和耀斑频率

表 4.6 耀斑的发生频率

年	黑子		主要的耀斑 *	全部耀斑**
	沃尔夫相对数	黑子总数		
1954	4.4	46	0	(16)
1955	38.0	208	6	(292)
1956	141.7	642	51	(2008)
1957	190.2	855	105	3831
1958	184.8	910	100	4199
1959	159.0	823	74	3389
1960	112.3	543	50	2169
1961	53.9	297	20	1129
1962	37.6	189	6	667
1963	27.9	127	3	470

* 主要耀斑，级别≥3+.

** 全部耀斑，级别≥1.

线．当太阳宇宙线到达地球时引起强烈的地球物理效应．这种引起质子事件的耀斑称为质子耀斑．太阳宇宙线为质子和 α 粒子，能量为 10^7— 10^{10} eV.

(6)太阳电子事件　太阳出现耀斑时发射的高能电子现象称为太阳电子事件. 电子能量大于 1 MeV的太阳电子事件，称为相对论性电子事件; 能量低的称为非相对论性电子事件. 前者流量为每秒钟 10 — 100 个电子; 后者为 10^2 — 10^4 电子 / 秒.

(7)太阳磁扇形结构　伴随太阳风的弱磁场从太阳延伸到行星际空间，构成太阳磁扇形结构(图 4.13). 太阳磁扇形结构是一个太阳参数. 太阳质子耀斑常出现在太阳磁扇形结构的边界的根部附近. 太阳磁扇形结构通过与太阳活动指数、地磁活动指数以及气象现象之间存在相关性.

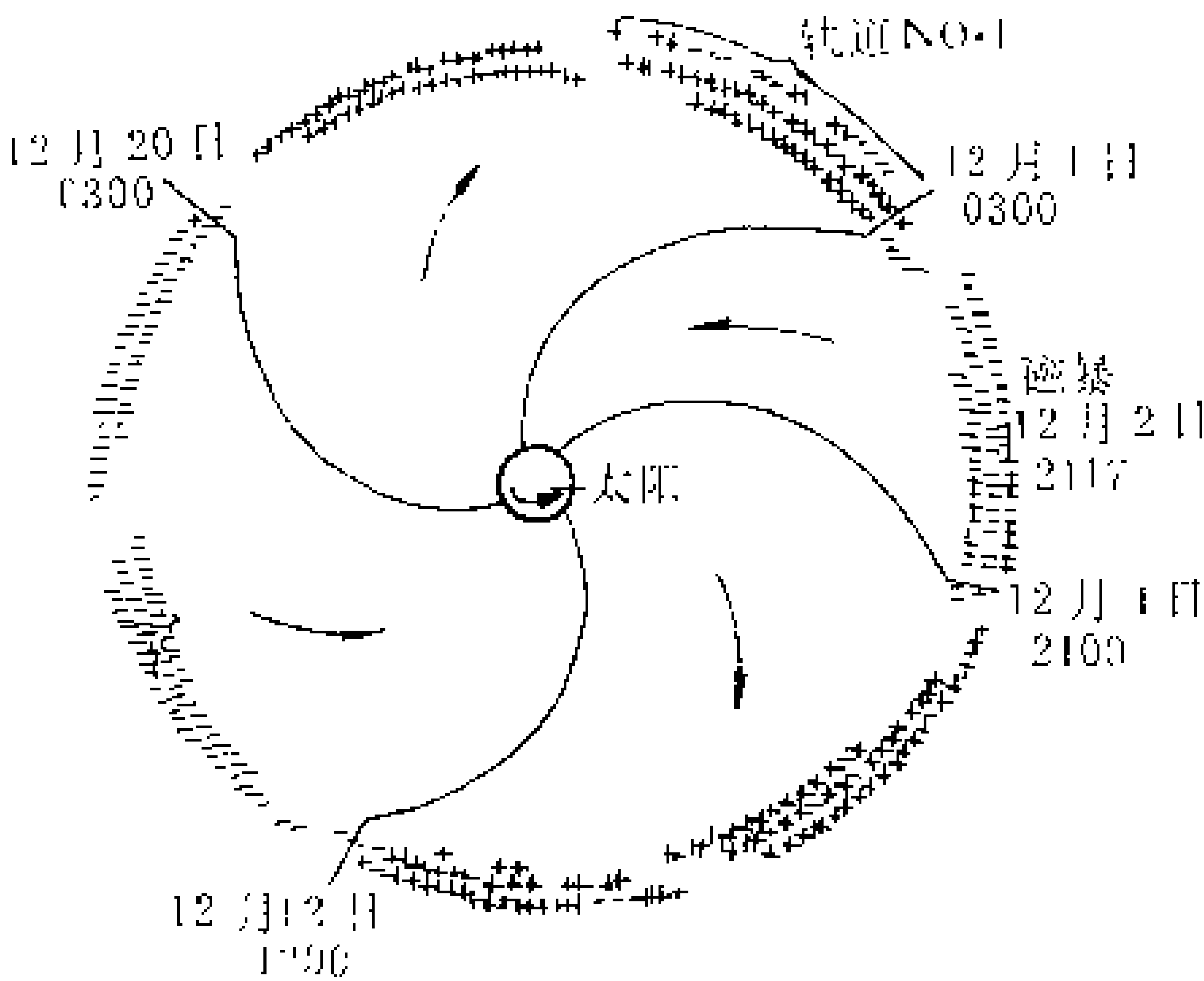


图 4.13　从IMP－1 宇宙飞船观测论得到的太阳磁扇形结构

2. 太阳活动与地球暴的关系

由太阳活动引起的地球高层大气中各种骚扰活动称为地球暴. 耀斑 X 射线引起电离层 D 层的电离增加，太阳宇宙线引起极盖吸收，地球磁场变形、赤道环电流和辐射带的变动，电离层内的加热和大气化学变化等都属于典型的地球暴.

(1) 太阳耀斑引起的地球暴

太阳耀斑引起的地球暴如表 4.7 所示.

表 4.7　太阳耀斑引起的地球暴

来自太阳耀斑的	波段或者能量	可观测到的太阳现象	出现的地球暴	从太阳到地球的行驶时间
电磁辐射	<0.1 纳米	太阳 γ 射线爆发	—	
电磁辐射	<0.1 纳米	硬 X 射线爆发	—	
电磁辐射	0.1 到 1 纳米	软 X 射线爆发	电离层突然骚扰	8.3 分钟
电磁辐射	<100 纳米	远紫外区谱线增强	电离层突然骚扰	8.3 分钟
电磁辐射	1 到 1000 纳米	射电爆发	—	
高速电子	10 到 1000 千电子伏	射电爆发	极盖吸收	15 分钟到几小时 (12 小时后达到极大)
高速质子	1 到 1000 兆电子伏	太阳宇宙线增强	极盖吸收	1 小时到 4 小时
等离子体云	1 千电子伏(速度 1000 千米·秒$^{-1}$)	磁性云	宇宙线暴、地磁暴爆发相	20 小时到 1 天
等离子体云	10 千电子伏	磁层电场变动	极区磁层亚暴	20 到 40 小时
等离子体云	10 千电子伏	赤道环电流变动	急始地磁暴，极光	20 到 40 小时
等离子体云	10 千电子伏	电离层加热	F 层骚扰	20 到 40 小时
等离子体云	10 千电子伏	粒子加速	极光带吸收	20 到 40 小时
激波	几兆电子伏	H_α 谱线变异	磁暴突然开始	20 到 40 小时
被加热的等离子体	几千电子伏	热 X 射线爆发	电离层突然骚扰	8.3 分钟

地球暴的例证

1958 年 8 月 16 日伴随太阳耀斑出现的地球暴可以作为例证. 当时观测到与太阳 3_+ 级耀斑有关的 IV 型射电爆发，行星际观测站对该耀斑进行了大气外观测. 如图 4.14 所示，在被太阳照射日半球的各个地区，出现电离层底部的电离增加，即电离层突然骚扰 (SID) 现象. 其原因出自耀斑辐射的 X 射线. 当时使用测量银河射电强度的电离层相对混浊仪和用于射电回波的电离层观测仪以及长波空电观测仪进行了观测. 在出现电离层突然骚扰之际，宇宙噪声突然吸收 (SCNA) 现象显著，同时出现无线电短波衰减 (SWF) 和通讯中断以及空电强度增加 (SEA).

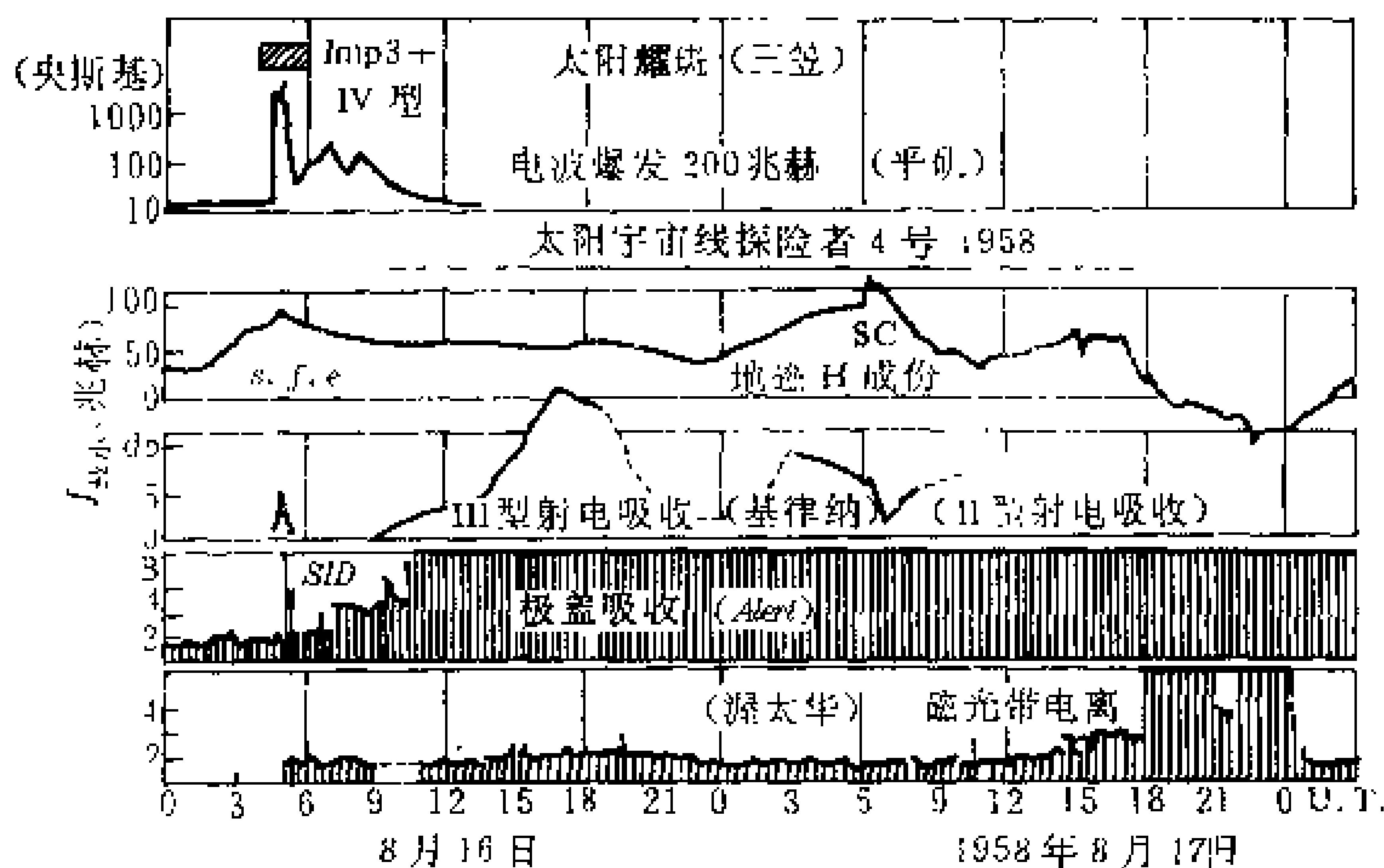


图 4.14 1958 年 8 月 16 到 17 日出现的地球暴

在耀斑出现后半小时左右，电离层突然骚扰结束. 再过几小时，极盖地带的阿勒特 (磁纬 85°) 和基律纳 (磁纬 65°) 等地出现二次电离增加. 太阳宇宙线引起极盖吸收 (PCA)，出现在磁纬 60° 到 65° 的地区，在耀斑出现后 12 小时左右其强度达到极大，其后缓慢减小.

在等离子体云到达地球之前，出现地磁暴，接着出现爆发期和主相．地磁暴主相在极冠地带之外侧（渥太华，磁纬 56.°9）也出现激烈的极光带吸收．

地磁暴刚开始即显示出银河宇宙线强度减小大约 10% 的迹象．这种福布希效应或者宇宙线暴由磁场屏蔽效应所引起．

电离层突然骚扰效应

1930 年，墨格（Mögel）发现了无线电短波衰减现象．其后，德林格尔（Dellinger）指出，其出现之原因系由于太阳耀斑．太阳耀斑的 X 射线可以使 60 到 100 千米高度的大气出现异常电离，使通过该地区的电磁波衰减．回波消失出现墨格－德林格尔现象（即 SWF）外，还出现宇宙噪声强度下降，出现宇宙噪声突然吸收（SCNA）、长波波段噪声强度增加（SEA），地磁变化（SFE）等．图4.15 归纳 1958 年 8 月 16 日耀斑出现之际引起的电离层突然骚扰现象．在电离层突然骚扰之际，异常电离与太阳 X 射线的强度变化成正比．电离层突然骚扰现象的电离以 D 层为中心、而较高的 F 层不太受影响；至于 F 层突然骚扰的原因尚不清楚．

极盖吸收

在高速带电粒子经过地球磁场侵入电离层的情况下，由于地磁场的影响，在极区受到弯曲是贝尔克兰德（Birkeland）和斯陶莫（Störmer）的研究成果．

当太阳耀斑爆发之际，所产生的兆电子伏量级的质子进入 50 到 100 千米高度的地球大气层，引起电离层的电离度增加，致使通过极区的无线电波被严重吸收．在耀斑发生后 15 分钟到几小时开始，可持续 1 至 6 天．在此期间通过极盖区的短波被完全吸收的时间可达几个小时．出现在极光地带（纬度 60° 到 70°）的极盖吸收现象称为极光带吸收（AZA）．

极盖吸收和极光带吸收的特征有所不同，表 4.8 列出其明显特征．

表 4.8　极盖吸收和极光带吸收的特征

项目	极盖吸收	极光带吸收
发生时期	耀斑发生后 1 到 40 小时	地磁暴期间
电离区域	极盖（≥60°）	极光带（60°到 70°）
电离高度	40 到 100 千米	80 到 120 千米
极光	全天微光	活动极光
磁场变化	极盖型变化	极光型变化

地磁暴

太阳耀斑是地磁骚扰的原因．电离层突然骚扰和等离子体云引起急始地磁暴（SC）．地磁暴的形态由于情况不同而有差异；由于观测地点的纬度和时刻的不同也有差异，很难作出普遍描述．

变动不大的地磁暴称为磁扰．地磁暴分为急始磁暴和磁暴两类．每年约出现 10 次地磁暴．地磁暴对生产活动有一定影响，地磁剧变不仅使罗盘失灵给测量和导航造成困难，也会干扰甚至使无线电通讯联系中断．

地磁暴中磁场强度的变化如图 4.16 所示．通常把地磁暴开

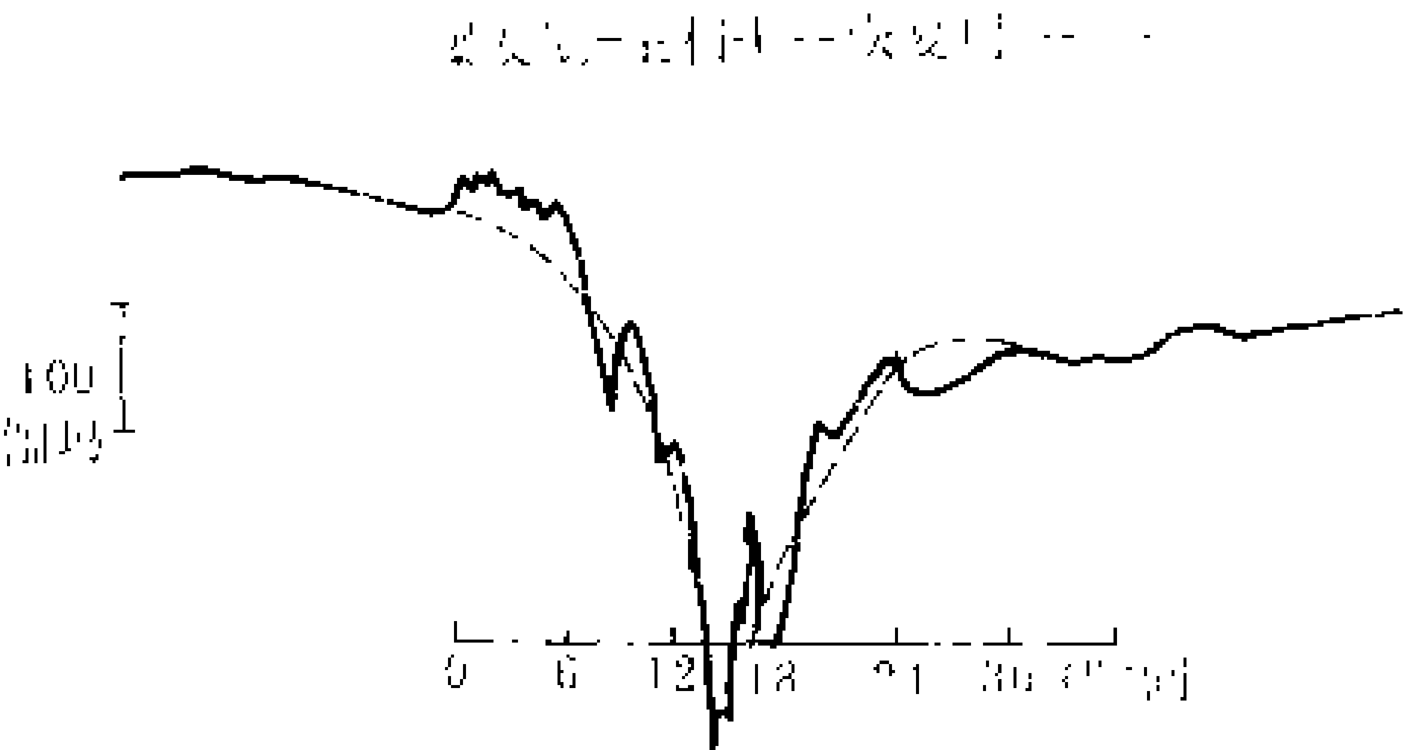


图 4.16　地磁暴中磁场强度的变化

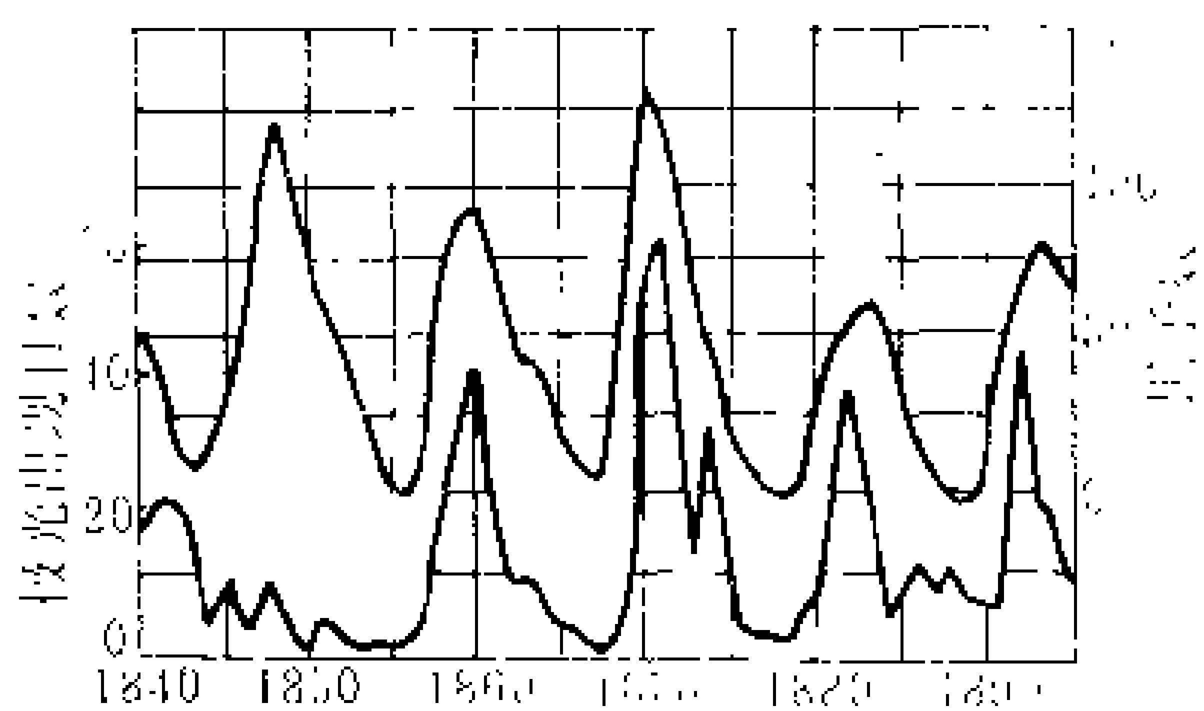


图 4.18 极光(下曲线)和黑子数(上曲线)的关系

(3)太阳活动与宇宙线强度

地面宇宙线强度与太阳黑子 11 年周期有明显的反相关，如图 4.19 所示. 此处被标准化的中子探测器计数率取自美国科罗拉多州的克里马可斯站，与之相比较的两个太阳周期的黑子相对数的月平均值取自苏黎世天文台.

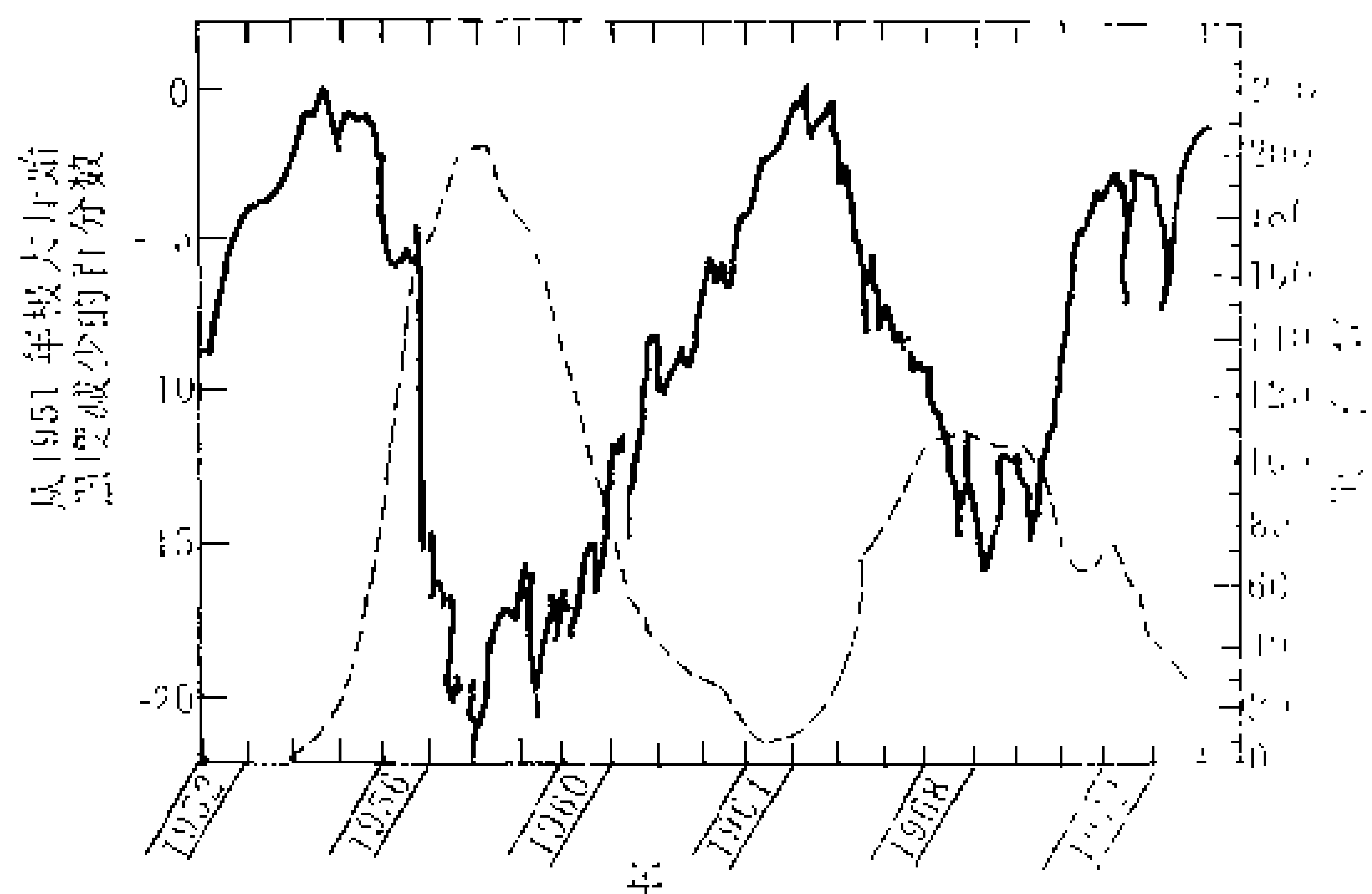


图 4.19 宇宙线强度(实线)和太阳黑子数(虚线)的反相关示意图

续表

项　目	统计核算	涉及面	相关
地面气压	季平均	±55度附近亚极光区	−
		极光区	+
		赤道区湿季	−
		南半球中纬区夏季	−
		北半球中纬区夏季	+
		极光带	+ 或 −
风暴路径		南北两半球气旋在太阳活动峰年气旋路径偏向赤道方向	
臭氧	年平均	全球累积总量	+ 或 −
		高纬地带高度大于30千米高空	+

(2)太阳黑子22年周期与气象要素的相关

项　目	统计核算	涉及面	相关
雨量	年平均	巴西福塔莱萨1865到1925年	+
		巴西福塔莱萨1925到1960年	−
		南非1910到1965	+
		澳州阿德莱德(1844— 1944)	−
温度(地面)	冬季平均	美国波士顿	−
	夏季平均	美国奥马哈	−
	冬季平均	美国马里兰州	−
气压(地面)	年平均	高纬区	+

耀斑与气象要素的关系

项目	地区	现象
500毫巴气压	纬度 ±70度地区	耀斑出现后气压下降
	赤道区	无显著反应
	纬度 ±30度到 ±70度	气压升降取决于地理位置
气压垂直分布	纬度 ±50度到 ±60度亚极光带	变化取决于地区
臭氧总量	低纬到高纬	季平均明显减小

(3) 太阳磁扇形边界通过与气象要素的关系

项目	地区	现象
气压	高纬区 中纬区	通过后2到4天等压层高度上升 通过后2到4天等压层高度下降
雷暴	美国北部 地中海地区	频率增加 频率减少
极冠大气电场	南极伏斯托克	通过1到3天，垂直电场减小15%

4. 太阳活动和气候变化的探讨

在国际地球物理年(1957到1958年，IGY)、国际宁静太阳年(1964年，IQSY)、国际磁层研究(1976到1979年，IMS)和中层大气计划(1979年到现在，MAP)工作期间，根据前述的太阳活动与气象的相关等事实，从而认为，太阳活动与气象现象之间存在着某些联系，而其相关联系并非完美无缺，气象参量不仅存在着起伏和扰动，而且经过一定时期可能出现相关倒转．太阳自转与地球公转的以27天为周期的会合周期，对气象现象中的变动周期也有影响．太阳辐射对地球大气参量中所出现的日变化和年变化受地球自转和公转运动的影响．可以认为，太阳常数出现千分之几的变动足以引起明显的气候变化．

(1)太阳活动和北半球降水量的关系

北半球三个不同地理纬度地区的降水量和黑子相对数之间具有11年的周期，如图4.20所示．

(2)太阳黑子的海尔22年周期与降水量的关系

全球降水量与太阳黑子的海尔22年周期，在1865到1925年期间存在着正相关趋势，如图4.21所示．

(3)大气环流型的80年周期

W型和C型以及E型大气环流和太阳活动的80年周期存

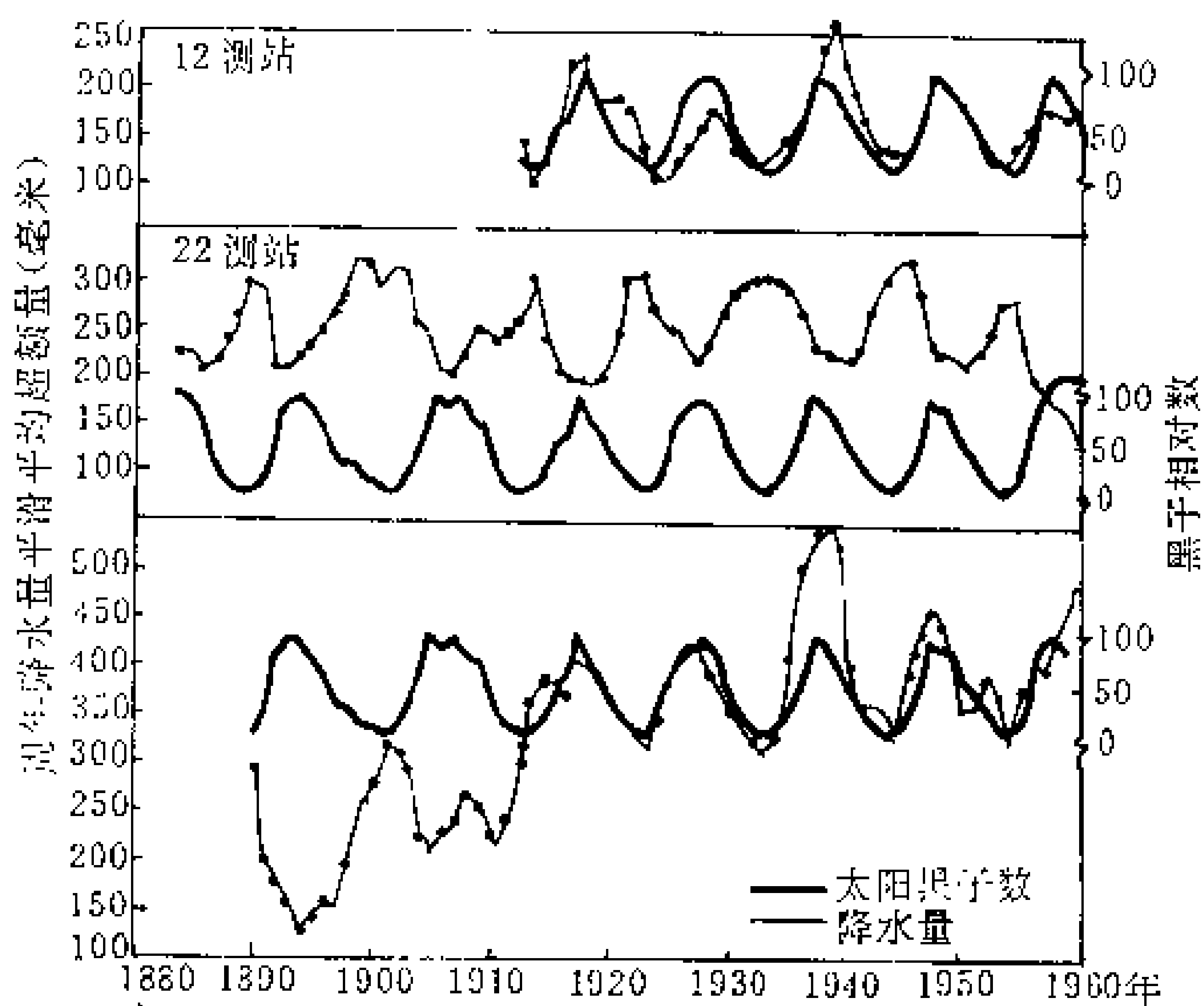


图 4.20 太阳活动和北半球降水的关系

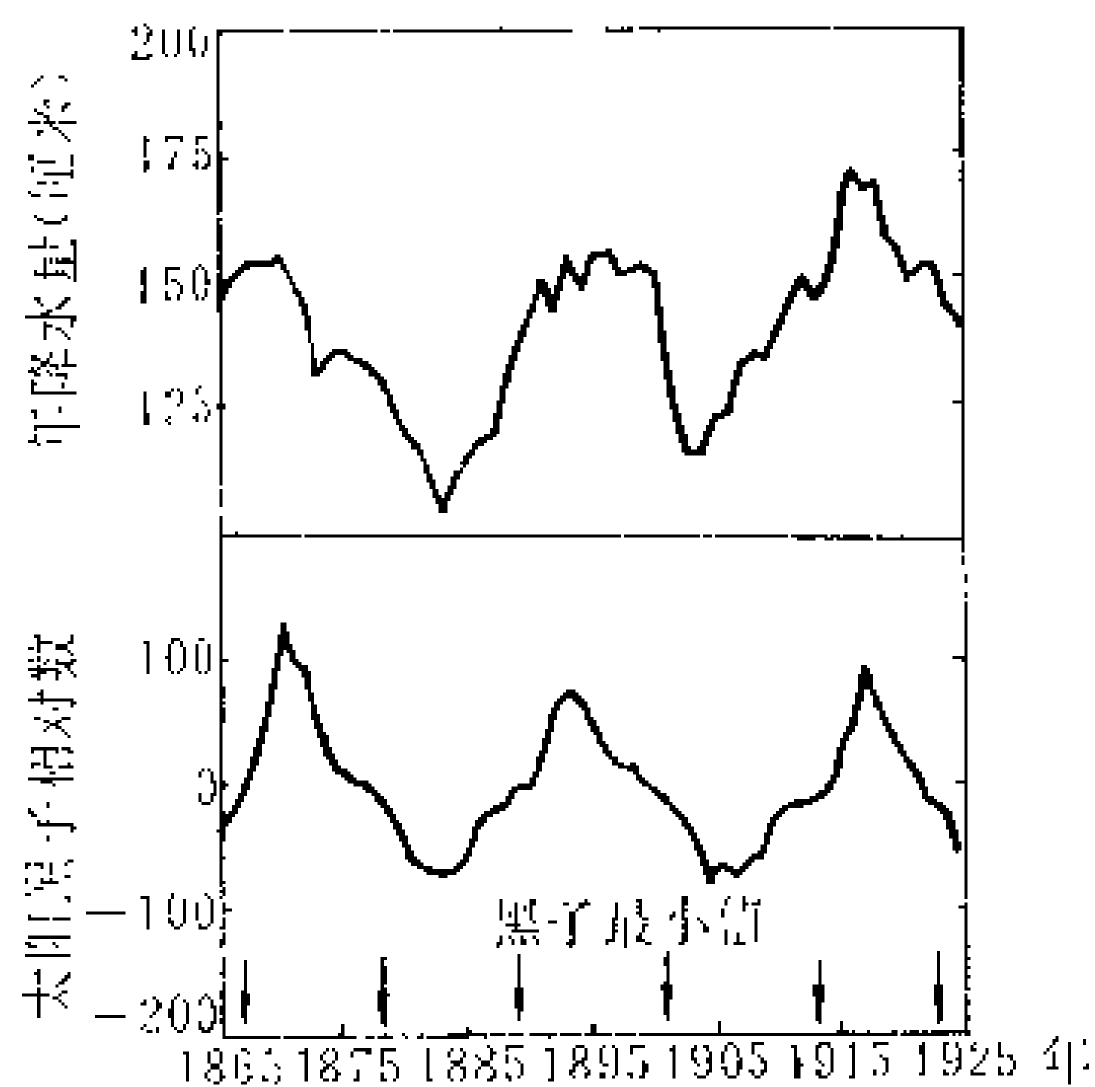


图 4.21 太阳黑子和降水量的22 年周期

在着复杂的关系，如图 4.22 所示.

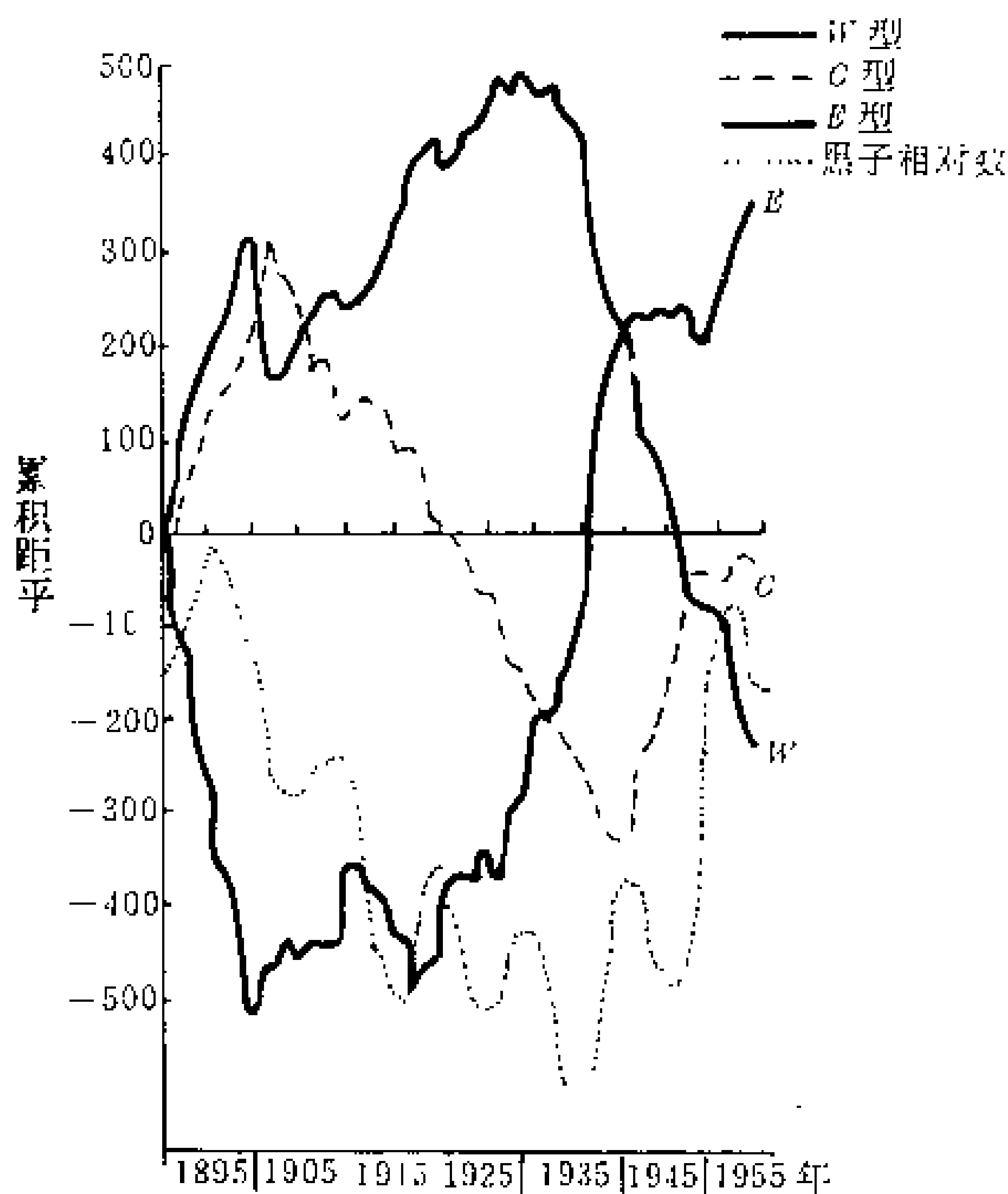


图 4.22 大气环流型的80年周期

(4)太阳的快速活动对天气的影响

根据 1890 到 1967 年的地磁扰动后 2 到 4 天北半球地面气压变化分布得知，太阳的快速活动对天气具有一定的影响，如图 4.23 所示. 上图中的黑点表示平均气压增高，圆圈表示气压降低. 下图给出扰动开始前 3 天到扰动出现后 8 天从 I 到 VI 各区域的地区性平均气压统计曲线. N 为各个地区统计用的测站数. 从图中可以得知，格棱兰南部的黑点区在地磁暴后气压增加，而西北欧的带圆圈的 V 区气压降低.

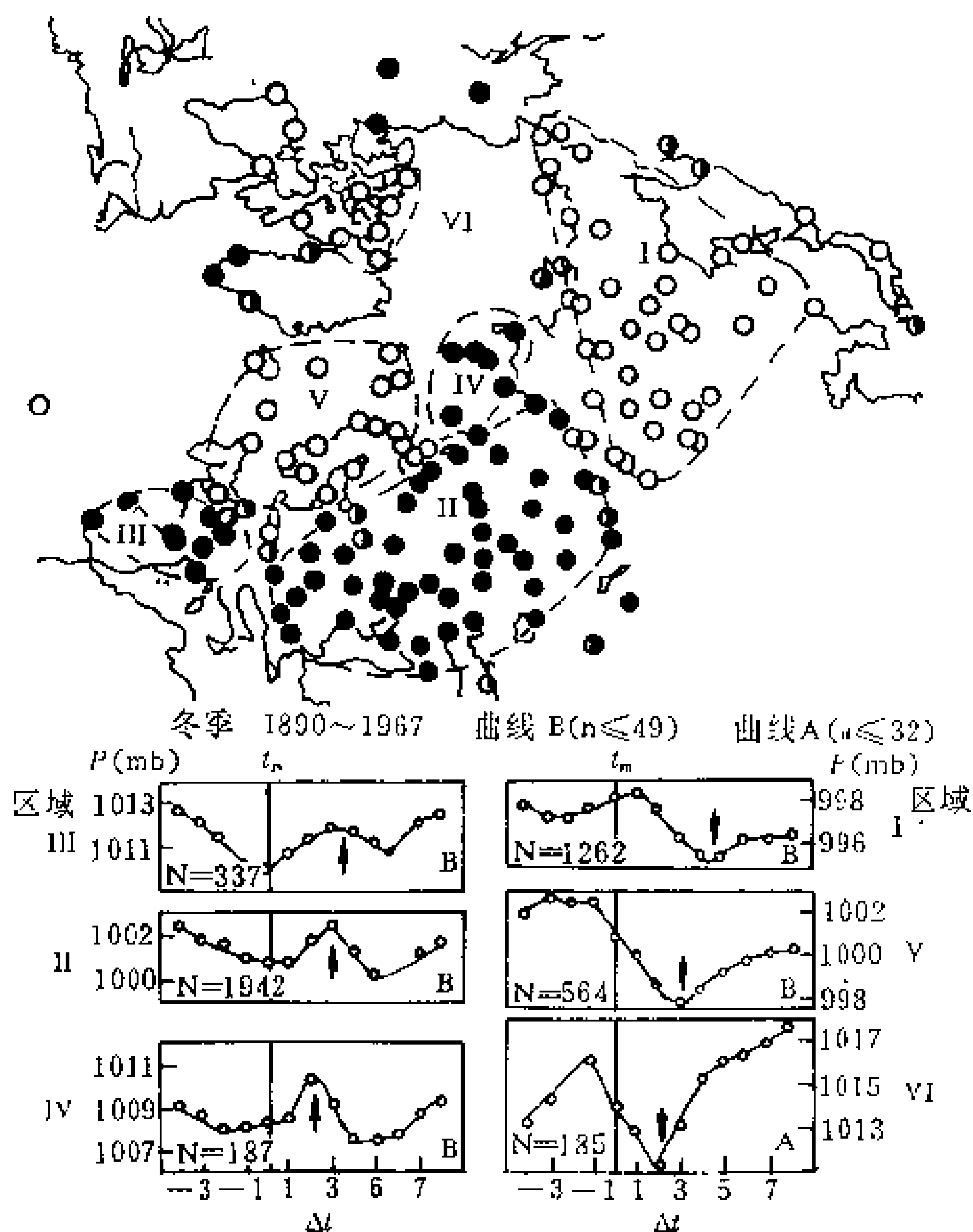


图 4.23 磁暴后气压场的变动

●—— 气压升高 ○—— 气压下降

(5) 太阳磁扇形边界通过对大气环流的影响

图 4.24 反映 1964 到 1970 年的 6 个冬季内太阳磁扇形边界受太阳风 54 次扫过北半球之际，大气环流涡动指数的变动. 图中，上部的实线为太阳磁扇形边界的极性从向日转向背日的情况，虚线为其反向转换；图中，中部的实线为前半季的情况，虚线为

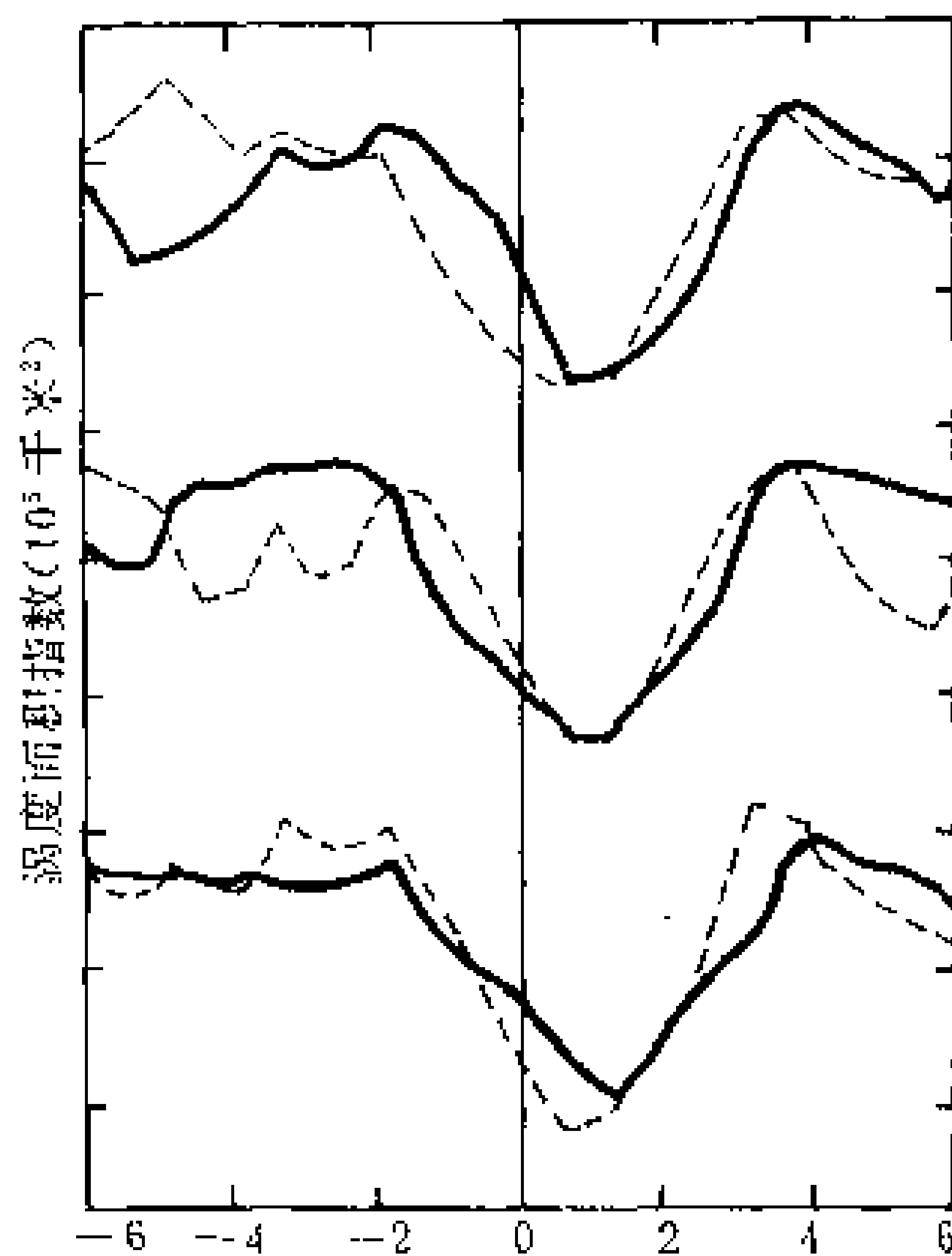


图 4.24　太阳磁扇形边界通过前后涡动指数的变动

后半季的情况；图中，下部的实线为前三年的情况，虚线为后三年的情况.

耀斑或者太阳磁扇形边界通过对大气层电路的影响

大气层电路从大气的电离层到对流层底部. 当耀斑出现后或

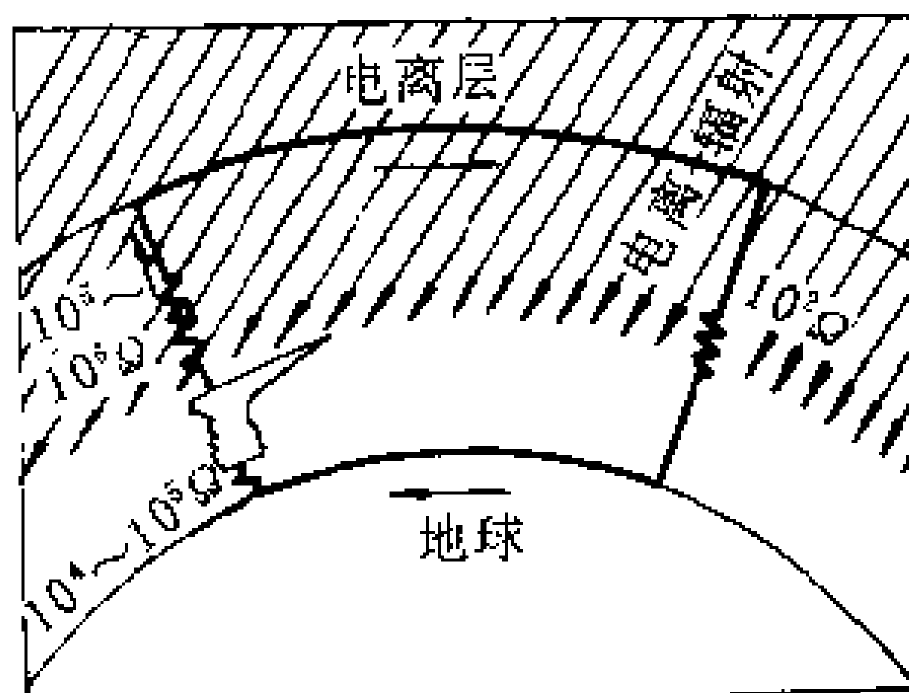


图 4.25　大气全球电路图

者太阳磁扇形边界通过之际，太阳的增强电离辐射可以改变对流层内的雷暴区到电离层之间的电阻，从而导致雷暴活动增强. 如图 4.25 所示.

5. 地球轨道变动与太阳常数

地球轨道参数的改变导致地球上接受到的太阳辐照的变动，其变动与地理纬度和季节存在函数关系.

如图 4.26 所示，地球轨道参数存在岁差、黄赤交角和轨道

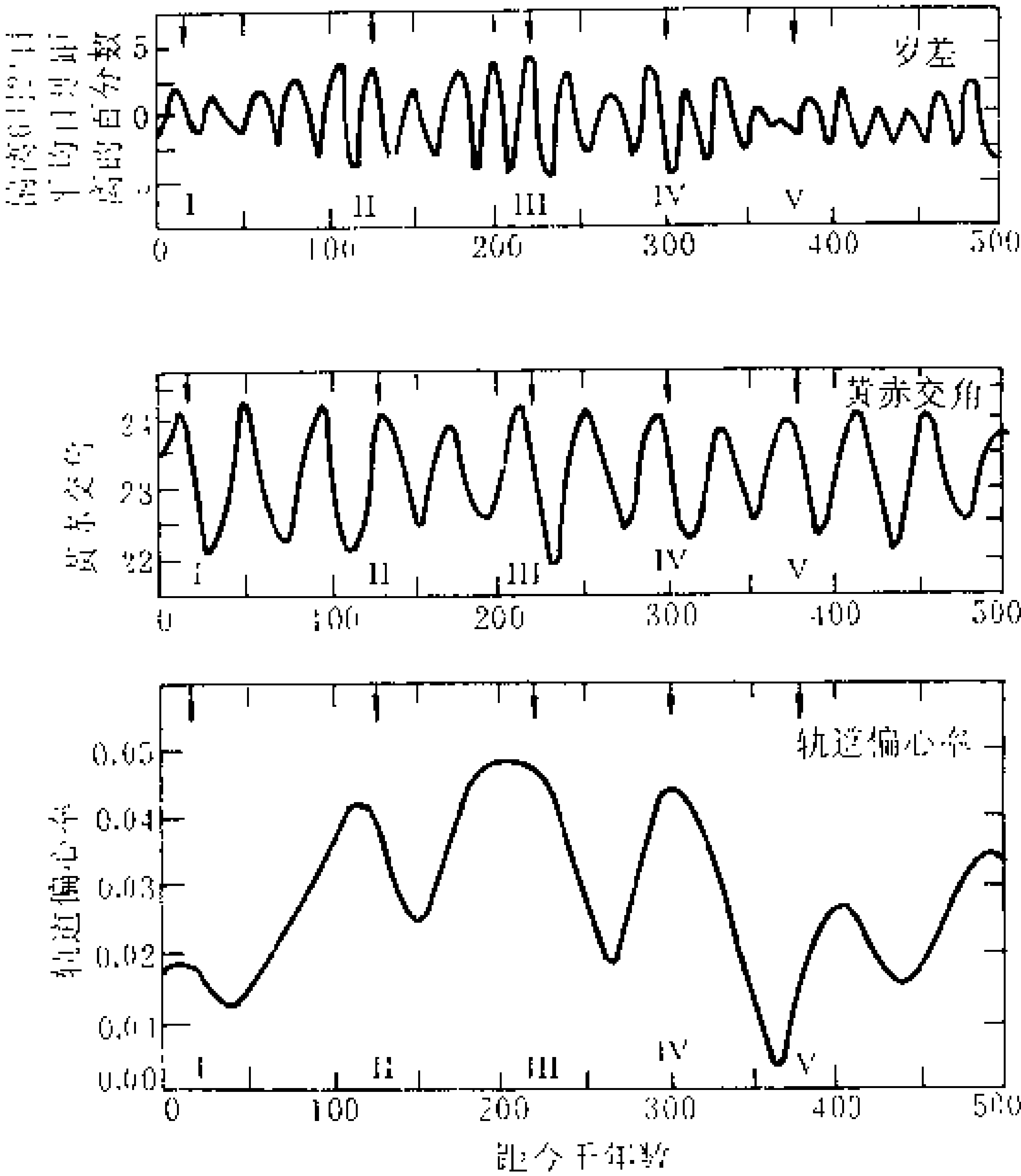


图 4.26　在过去50 万年内的岁差变化

偏心率三种主要的长期变动.

在三种主要的长期变动中，岁差为其中最短的周期变动，变动的结果，使地球近日点所处的季节逐渐提前，每经过25000年循环一次. 当前日地距离最近出现在1月份，从现在起经过11000年后，日地距离最近将出现在7月份. 而在公元前8500年的北半球冬季之际，地球却位于远日点. 当地球处于其公转轨道的半长径末端之际，全球所接受到的太阳辐照则小于其平均值.

黄赤交角的变动在21.°8到24.°4之间，从其极小到极大的周期平均为41000年. 上一次黄赤交角极大，出现在公元前8000年附近；下一次黄赤交角极小，将出现于距今10000年后. 在黄赤交角极小之际，回归线分别处于南北纬21.°8，极圈分别处于南北纬68.°2，致使季节的对比性减小；而在黄赤交角极大之际，夏季和冬季所接受到的热量之差最大.

在90000到100000年的期间内，地球公转轨道从接近圆形变为椭圆形，其后又回到圆形. 在以往的1000000年，地球轨道的偏心率从0.00变到0.07. 如果椭圆轨道偏心率属于控制气候的一种因素，当冬半球位于近日点之际，则冬季短而暖，而夏季长而凉. 相反之情况亦能成立. 季节对比性在偏心率极大之际最大。根据推算结果，可以认为在20000年前曾经出现过偏心率极大值. 现在，正在沿着偏心率较小的时期行进；季节对比性呈减小趋势.

1976年，海斯(Hays)等人利用从印度洋两个深海岩心的浮游生物浓度推算出既往500000年的气温变化，如图4.27所示. 上图和下图的虚线分别表示岁差和黄赤交角两个轨道分量的变动，中间图的点线为轨道偏心率的相应变动.

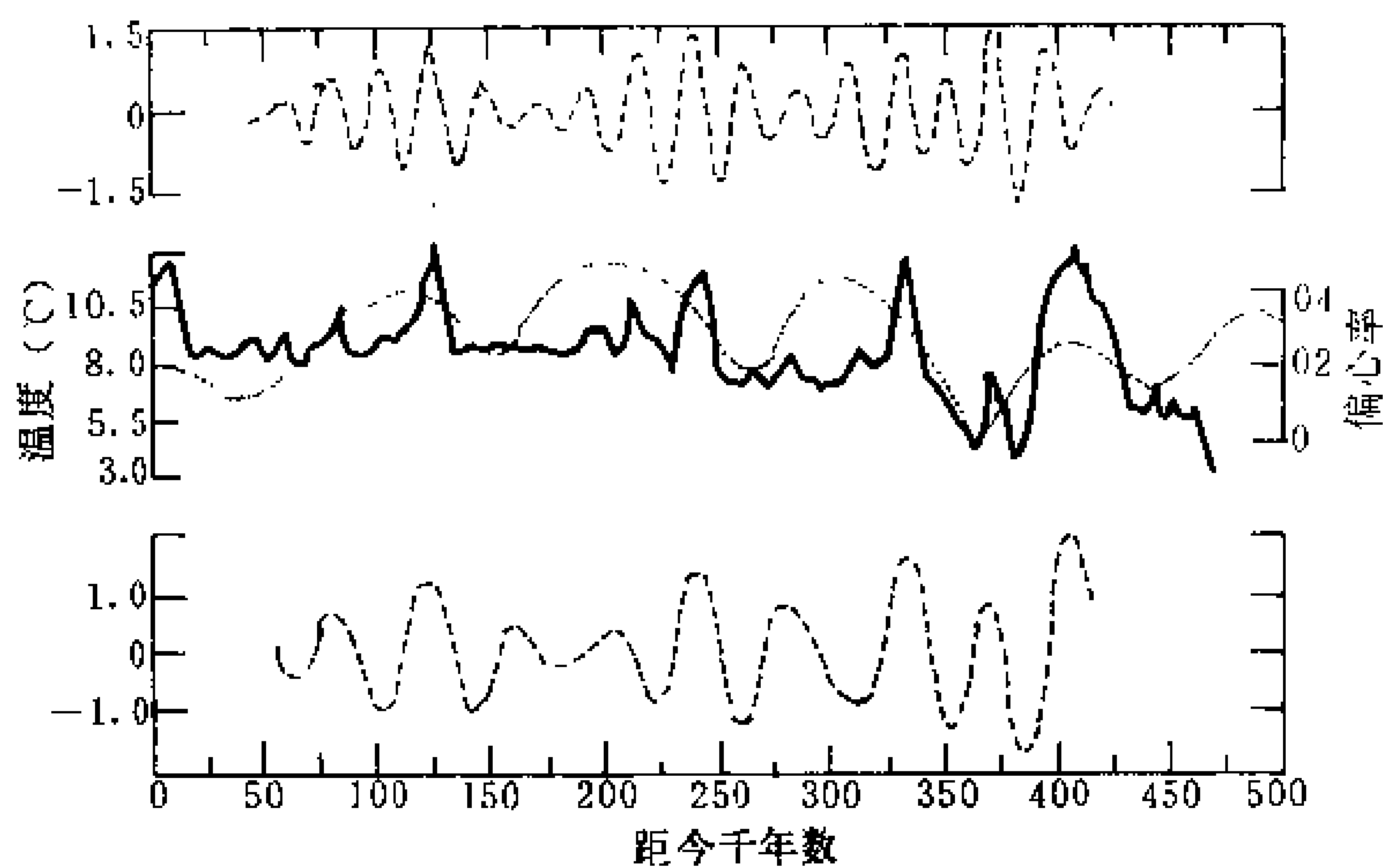


图 4.27　从印度洋两个深海岩心的浮游生物浓度推出过去50万年的气候温度变动

第五章　恒星的结构和演化

恒星是宇宙中最有趣和最重要的天体．……要认识宇宙，首先必须努力理解恒星及其演化．

——什克洛夫斯基:《恒星的诞生、发展和死亡》1978

用现代望远镜可观测的宇宙由 10^{10} 个以上星系组成．若有人问，宇宙中主要的天体是什么？我们会毫不含糊的回答：是恒星．为什么呢？

是的，恒星是最重要的天体，因为我们银河系的百分之九十多的物质集中于恒星中．其他星系亦类似．也许有人会认为，许多星系核和类星体的大多数物质是一种高度稠密的炽热气体，即使这样，我们的看法仍然不变；因为星系核的质量与星系本身相比仍占很小的比重．因此，在宇宙演化的现阶段，宇宙中的物质主要取恒星的形态．

由此得出，宇宙中大多数物质隐藏在恒星内部，那里的温度达几千万度，密度很高，物理条件同热动平衡状态几乎没有差别．宇宙中物质的主要演化，过去是、现在也是在恒星的内部发生的．这就是“坩埚”过去(现在亦然)所在的地方——即宇宙物质沿着重元素含量增高的方向进行化学演化的地方．正是在恒星内部，物质按照自然界的固有规律，从一种理想气体转变为很密的简并气体，甚至变成“中子化”物质．有的恒星在其演化的关键阶段可能变成黑洞．尽管恒星是宇宙中最重要的天体，但围绕着 100 亿个(10^{10})星系核的恒星所占的总体积，则只占宇宙体积的 10^{-31} 左右．

一个具有深刻意义的课题是恒星和星际介质之间的相互作用问题，包括从星际介质内部凝缩着的云中不断形成恒星的问题．

仅仅是恒星的存在，就强调了宇宙中物质演化过程的不可逆性. 恒星演化使宇宙中的"惰性"或"死的"最终产物——白矮星、中子星、还有黑洞——不断增加，这进一步强调了宇宙中的演化的不可逆性.

在恒星世界，我们看到了发生在所有波段的大量的不同现象. X 射线星、宇宙脉塞、脉冲星、耀星、行星状星云及其特殊的中心星、造父变星，恒星临死的"阵痛"——超新星爆发这一令人激动和重要的天象，还有可能被认为是毫无惊人之处的"普通"恒星，自然界是多么奇妙啊！要认识宇宙，首先必须努力理解恒星及其演化.

20 世纪天文学最卓越的成就之一是我们能详细地描绘恒星诞生、发展和死亡的一生，我们现在已理解了恒星一生中百分之九十几的历史，当然对恒星的极早期和最终期有的了解还不充分. 这门学科的前沿在不断向前推进，也许正是这一点才使这个有趣的课题如此引人入胜！

为便于叙述，本章集中于恒星的结构和演化，从观测到理论，从恒星诞生到超新星爆发. 第六章则集中讨论致密天体和现代天体物理中在恒星世界某些活跃的激烈现象和过程.

§5.1 恒星的观测特性

对恒星的观测获得了大量的极丰富的资料，这些观测资料在研究恒星结构和演化中起着重要的作用. 恒星的演化理论要靠观测事实加以检验和评判. 在第三章中介绍了获得恒星的物理参数的方法和结果. 此处仅概要回顾一下有关恒星的观测资料.

(1) 测得了不同类型恒星的质量 M .

(2) 相当精确地测出了恒星的光度 L .

(3) 由几种途径可测出恒星的表面温度 T_s .

(4) 用干涉法可测出某些恒星的角直径 θ .

(5) 由光谱分析可求出恒星的表层的化学组成，不同类型的恒星其化学组成不同.

(6) 对少数恒星(如 A_p 星)可测出其表面的磁场，而磁场在恒星演化中是很重要的因素.

(7) 由光谱研究可推出恒星表层的自转速度.

(8) 对各类恒星已测得质量损失 $\dot{M}$ ($M_\odot$ / 年).

(9) 对太阳和某些恒星已观测到 X 射线辐射.

(10) 由观测已建立了恒星的赫－罗图(Hertzsprung－Russell diagram)，详见§5.2.

表征众多恒星的主要参量可归纳为:

质量的范围是 10^3:　　$10^{-1}M_\odot \leqslant M_* \leqslant 10^2 M_\odot$

半径为 10^6:　　$10^{-3}R_\odot \leqslant R_* \leqslant 10^3 R_\odot$

光度的范围 10^{10}:　　$10^{-4}L_\odot \leqslant L_* \leqslant 10^6 L_\odot$

显然，这些参量代表了正常恒星的观测特征，这些参量与恒星演化有密切关系.

由观测还总结出以下关系:

(1)质－光关系，即质量和光度的关系，可表示为

$$\frac{L}{L_\odot} = 1.2\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4.0} \quad 0 \leqslant M_{bol} \leqslant +7.5$$

$$\frac{L}{L_\odot} = 0.67\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2.76} \quad +7.5 \leqslant M_{bol} \leqslant +11 \tag{5.1}$$

(2)质量－半径关系

$$\log(R/R_\odot) = \log(M/M_\odot) + 0.10 \quad M \lesssim 0.4M_\odot$$

$$\log(R/R_\odot) = 0.73\log(M/M_\odot) \quad M > 0.4M_\odot \tag{5.2}$$

§5.2 星团和赫罗图

1. 星团

由成团的恒星组成的、被各成员星的引力束缚在一起的恒星群称为星团. 1784 年法国天文学家梅西叶(Messier)把 103 个位置固定的模糊天体编成星表(见附录 4). 1888 年丹麦天文学家雷德耶尔(Dreyer)编了包括 7840 个星云、星团的星表(简称 NGC 星表). 后来又发表了包括 5386 个天体的 NGC 星表的补编(简称 IC 星表). 一般就用这些星表的编号作为星团的名称. 如梅西叶星表 67 号(M67)即 NGC 2682,是一个银河星团; M22 即 NGC 6656,是一个球状星团. 有些亮星团还有自己的专门名称,如昴星团、毕星团等.

星团可分为球状星团和疏散星团两种. 其特征如下:

(i)典型的疏散星团包含 10^3 颗星,它们都位于银盘上,以含有较多重元素的星族 I 为特征;

(ii)球状星团包含恒星的典型值为 10^6,它们位于银晕中,含有重元素的特征如星族 II .

星团的角直径往往很小,因此每个星团的所有的星可近似地认为到我们的距离相同.

在银河系中已发现并载入表的疏散星团有一千多个,它们高度集中在银道面的两旁,离银道面的距离一般小于 200 秒差距,所以疏散星团又名银河星团. 疏散星团的成员除主序星外,还有种类繁多的变星和大量的双星,有些疏散星团与星云在一起,它们是年轻的.

球状星团呈球形或扁球形,它们是紧密的恒星集团. 银河系内已发现 130 多个球状星团. 球状星团中已发现了 2000 多颗变

星，大多数为天琴 RR 变星，其次是室女 W 型星．由于天琴 RR 型星的光度弥散度很小，平均绝对目视星等取为 0.6^m，因此对于发现有此类变星的球状星团，便可利用它们来测定距离（§3.8）．跟疏散星团不同，球状星团并不向银道面集中，而是呈现出以银河系中心为球心的大致为球形的空间分布．

光谱分析表明，球状星团的成员星都是贫金属恒星，即金属丰度很低．球状星团中不存在大量的气体或尘埃．这些观测事实以及球状星团的赫罗图（见下节）的形状对研究恒星演化提供了重要的线索．球状星团是十分年老的恒星集团．这是估计宇宙年龄的方法之一（见§3.11）．

自 70 年代以来，随着 X 射线卫星上天，发现了有些 X 射线源位于球状星团中，有的源还是 X 射线暴（见§6.7）．

2．星协

天文学家早已知道，O 型和 B 型星在天球上的分布不是均匀的，有些天区（例如猎户座和英仙双星团周围）这类星比较多．1947 年苏联天文学家阿姆巴楚米扬提出了星协的概念．他认为，一部分 O 型和 B 型星集结在一起不是偶然的现象，而且组成一个具有物理联系的系统，他把这种系统称为星协．星协与星团不同，星协主要由光谱型大致相同、物理性质相近的恒星组成．

由 O 型星和早 B 型星为主组成的星协称为 OB 星协．OB 星协的直径在 20 — 200 秒差距范围内，成员星从十几到几百颗．

由金牛 T 型星和御夫 RW 型星为基本成员的称为 T 星协．其直径从几个秒差距到几十秒差距，成员数目从几十到几百颗．

因为 O、B 型恒星和金牛 T 型星都是十分年轻的天体，所以星协也是十分年轻的天体，它们的年龄只有百万年数量级．在某些天区既有 OB 星协又有 T 星协，猎户座星协就是一例．OB 星

协和T星协常常与气体尘埃星云有物理上的联系．在银河系内，星协总是位于银河系的旋臂上．星协是不稳定的系统，观测表明OB星协向外膨胀．

以阿姆巴楚米扬为代表的比拉干学派认为，星协是“恒星形成的发源地”．他们认为恒星是在质量大的和高密的甚至超密的物质瓦解的条件下产生的．而本书则采用这样的概念：恒星是从分散的弥漫物质中由于凝聚而产生出来的，即由稀到密的过程．

3．赫罗图

恒星的光谱型和光度的关系图称为赫罗图．恒星颜色等价于光谱型或表面温度．后来将光度－颜色图亦称赫罗图．1905年和1907年赫茨普龙指出，蓝星是亮的，红星却有亮、暗两种；他把亮星称为巨星，暗星称为矮星．他将所测的恒星的光度和颜色作为纵坐标和横坐标画在图上，结果大多数星落在一条连续带上．1913年罗素研究了恒星的光度和光谱，并画出表明恒星光度和光谱型之间的关系图．经过对比，发现他们二人的图所表示的是同一回事（恒星的颜色等价于光谱型或表面温度），所以将这类光度－颜色（光谱型或表面温度）图称为赫茨普龙－罗素图，简称赫罗图（$H-R$图）．

后来使用色指数B－V代替光谱型，构成色－星等图．恒星演化理论研究中则用$\log Te$为横坐标，以$\log(L/L_\odot)$为纵坐标作图．上述三种图的任何一种，习惯上都把表面温度低的红星放在右边，把亮星放在上边．因后两种图的表示法与原来的赫罗图实质上一样，所以通称为赫罗图．

首先绘制出的是太阳附近恒星的赫罗图（图5.1）．太阳附近的星的距离已了解得很清楚，所以可建立起它们的赫罗图．从图中可见，大部分星分布在从左上角到右下角的对角线上，称为主星序．太阳位于主星序的中部．主星序上的星称为主序星，它们的性质

列入表 5.1 中. 从图中还可看到, 右上角是红巨星, 左下角是白矮星.

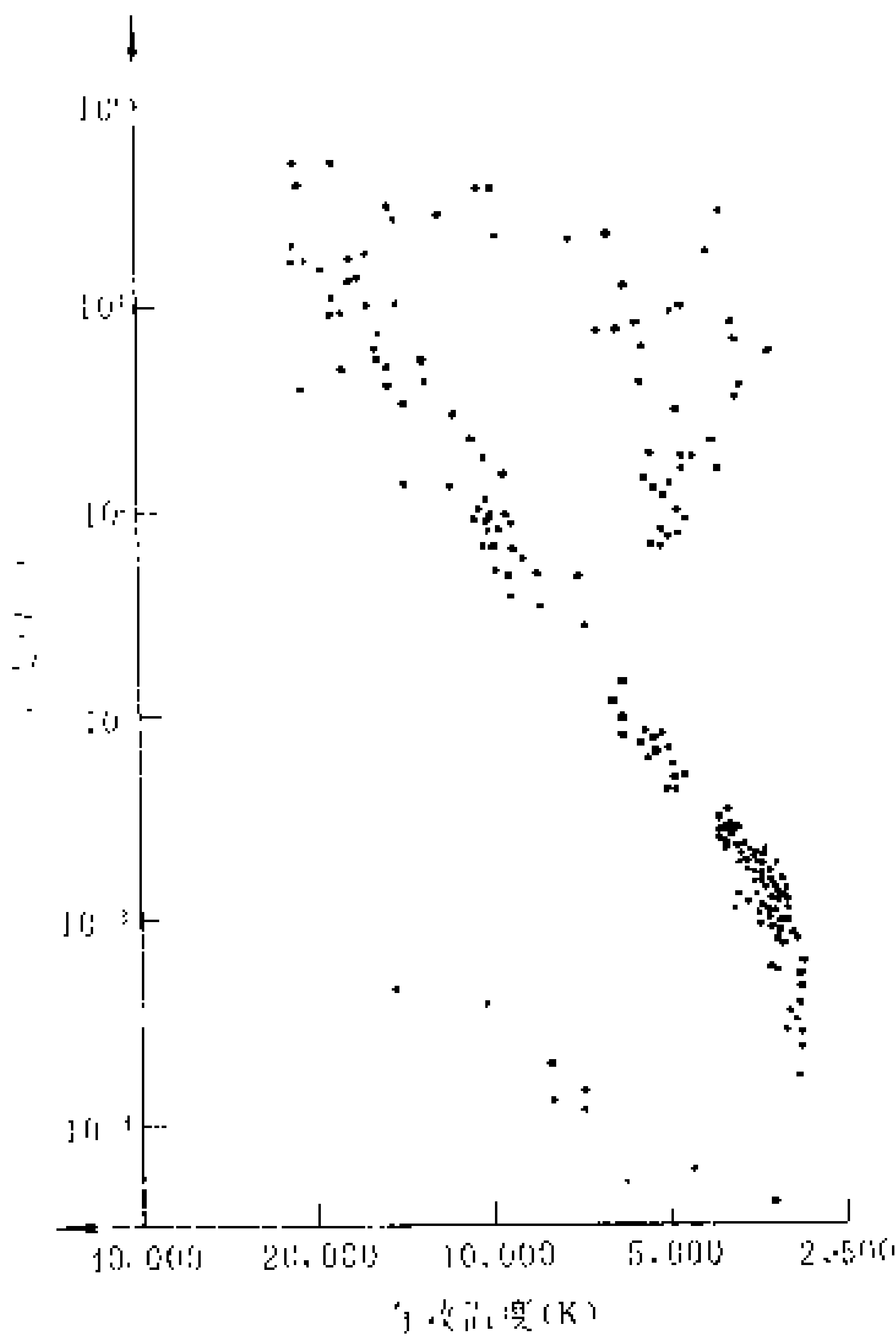


图 5.1　太阳附近星的赫罗图

如果观测更遥远的区域, 则恒星的种类更多, 这些类型的恒星在赫罗图中所占的位置如图 5.2 所示. 在图的最右上角的 M 型红超巨星的半径比太阳大几百倍, 质量为 $10M_\odot$, 平均密度仅为 10^{-6} 克·厘米$^{-3}$. 而左下角的白矮星的半径为太阳的 $\frac{1}{40}$ — $\frac{1}{100}$, 质量为 0.4 至 $1.0M_\odot$, 平均密度为 10^5 克·厘米$^{-3}$以上.

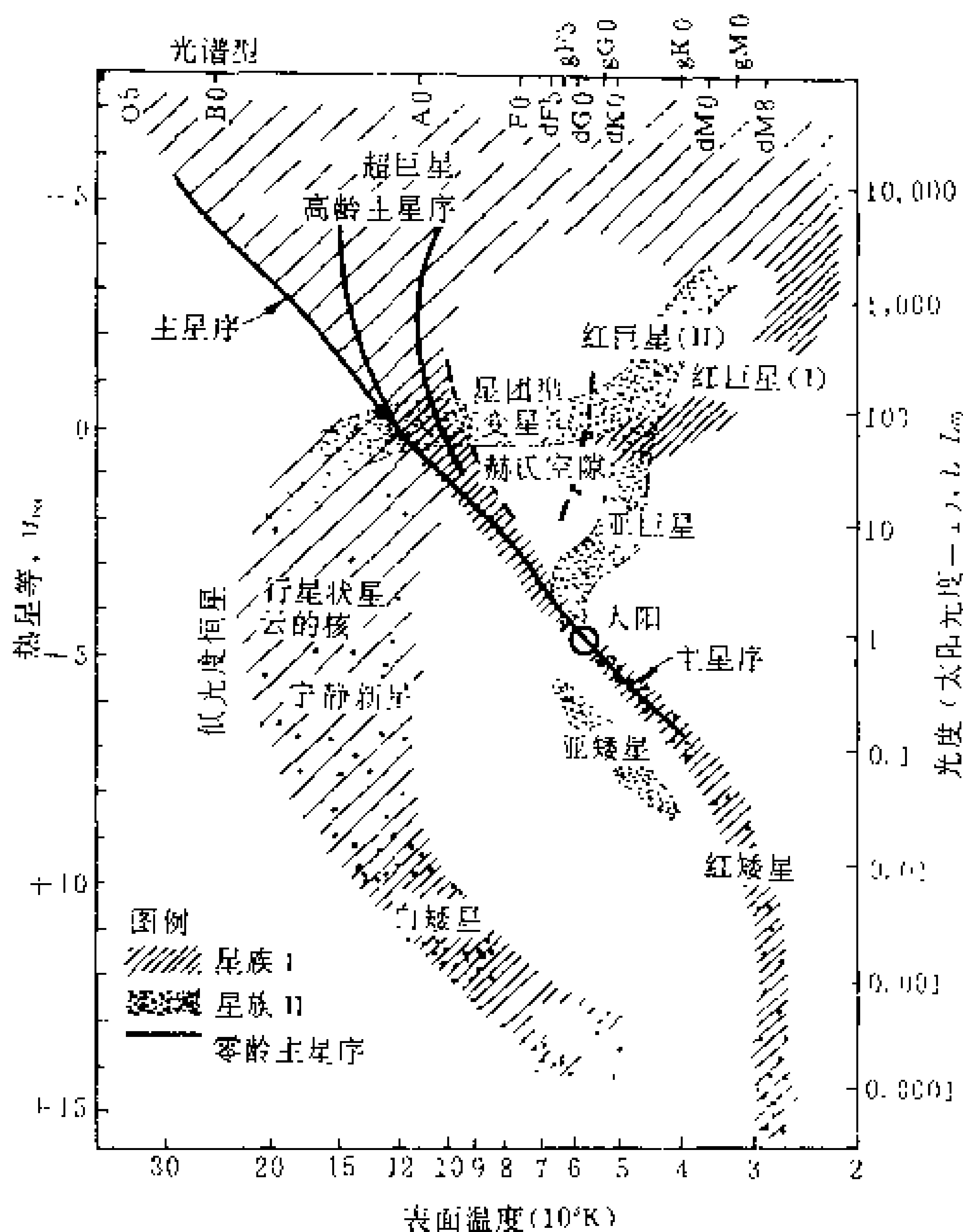


图 5.2　各类恒星在赫罗图上的分布

赫罗图中．金牛 T 型星存在于年轻的星团之中，是低温星，它是正在向主星序收缩的年轻恒星．沃尔夫 - 拉叶 (Wolf-Rayet)星是贫氢星，左下角的高温亚矮星可认为是正在向白矮星冷却的恒星．

太阳附近的恒星组成的赫罗图，可以看作是各种类型的恒星的混合体，这些星具有不同的质量，不同的化学组成和不同的年

龄．在这样的多样品的混合体中，很难挑选出能够产生图中弥散结构的不同效应．为了与理论比较，通常选这样一群星，它们有相同的初始化学组成、同年龄、距离约相同，仅仅在质量上有差别，这样的星群正好是星团．

4．星团的赫罗图

由于整体赫罗图代表不同年龄和不同初始化学组成的混合结构，这样不易看出演化过程．因此天文学家也象物理学家那样．寻求某一物理量与其它物理量之依赖关系，先令某些变动因素为某一常量，从而研究某二个量之关系，进而一个一个量分别研究其变化．但遗憾的是天文学家无法设计天空实验室．可是星团是研究恒星演化的理想的天空实验室，因为每个星团大致在同一历元由同一星际物质凝聚而成，因此星团的成员星具有同年龄、同初始化学组成．它们的演化仅仅依赖于其质量大小不同而已．通过比较不同星团可看出年龄和化学组成对它们演化的影响．

我们先看某些著名星团的赫罗图（$H-R$ 图）

图 5.3 是银河星团 NGC 2362 的赫罗图．

图 5.4 是球状星团 M3 的赫罗图．

图 5.5 是银河星团组合在一起的赫罗图．

图 5.6 是球状星团组合在一起的赫罗图．

图 5.7 是银河星团与球状星团组合在一起的赫罗图．

比较这些星团的赫罗图可以看出：

1．每一星团的主星序可较好地确定下来．

2．主星序的上限不同，例如：

NGC 2362 和英仙 h + χ，上限为 $M_V \sim -7^m$；

鬼星团和毕星团，上限 $M_V \sim +1^m$；

M67，$M_V \sim +4^m$；

3．当某一星团的所有成员星都分布在主星序上时，分布较均匀地从高光度上端延伸到低光度；

4. 当星团有巨星支时，那末在赫罗图上这些巨星支与主序的上端位于同一水平.

这些事实意味着什么呢？它正是恒星结构和演化理论所要揭示的问题. 由恒星的经验关系之一——质光关系可知：$L \propto M^{\alpha}$，为了方便取 $\alpha = 4$，即 $L \propto M^4$，又知恒星的寿命正比于 M/L，因此 $M/L \propto M/M^4 \propto 1/M^3$. 这意味着恒星光度越大，越容易燃烧其核燃料，寿命则愈短. 太阳将于主星序生存100 亿年，而质量为 $10M_{\odot}$ 的恒星在主星序只能逗留 10^7 年，即仅为太阳的 1/1000. 年轻星团中含有光度大的星位于主星序上端，年老星团的大质量星早已离开主星序，所以主星序上端便下降，因此主星序上限随着星团年龄而逐渐下降，所以通过星团主星序上端的恒星，可定

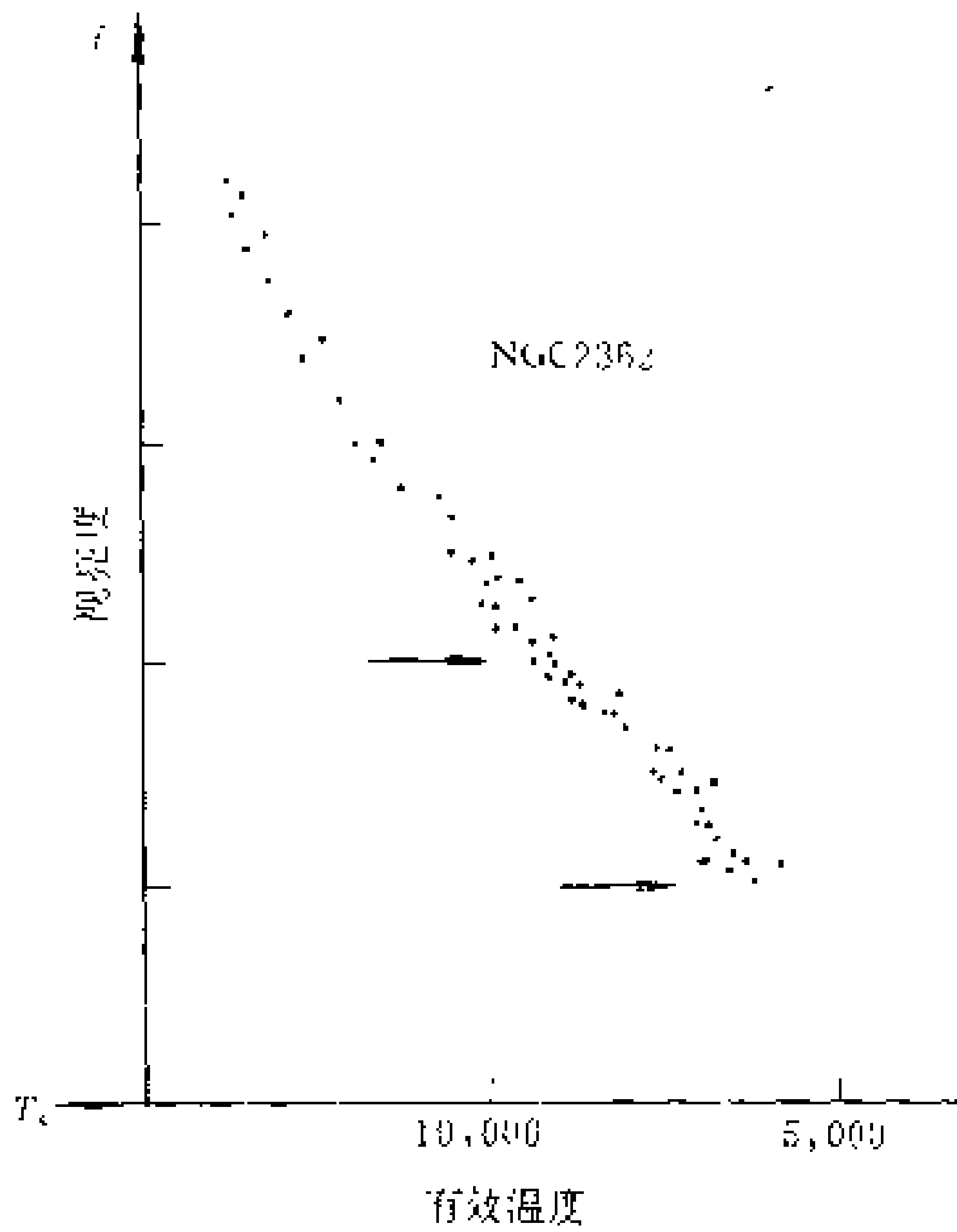


图 5.3 银河星团NGC 2362 的 H－R 图

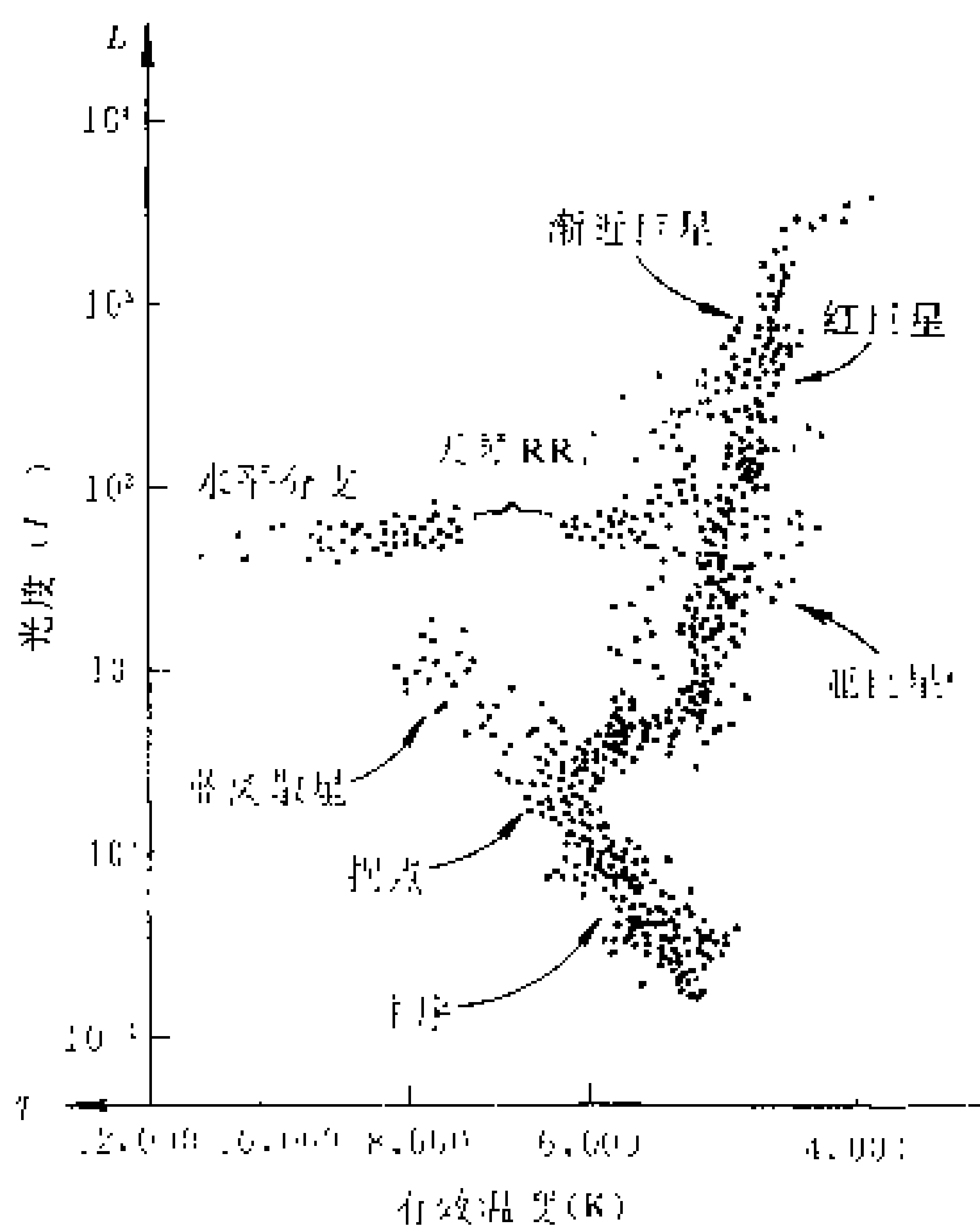


图5.4　球状星团M 3和 H－ R图

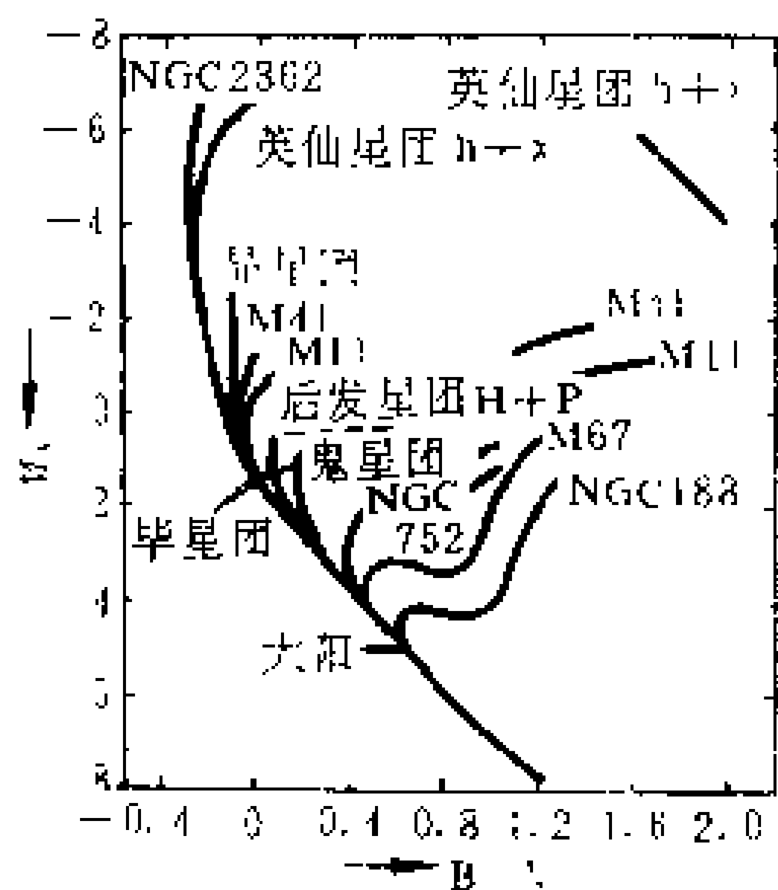


图 5.5　银河星团组合在一起的H－R图

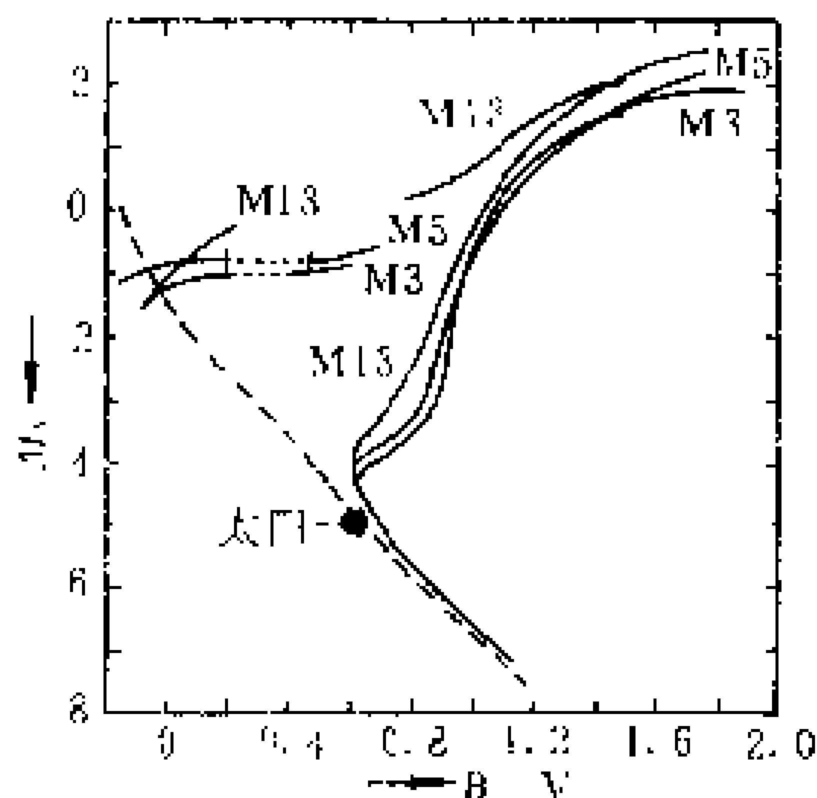


图 5.6　球状星团的赫罗图

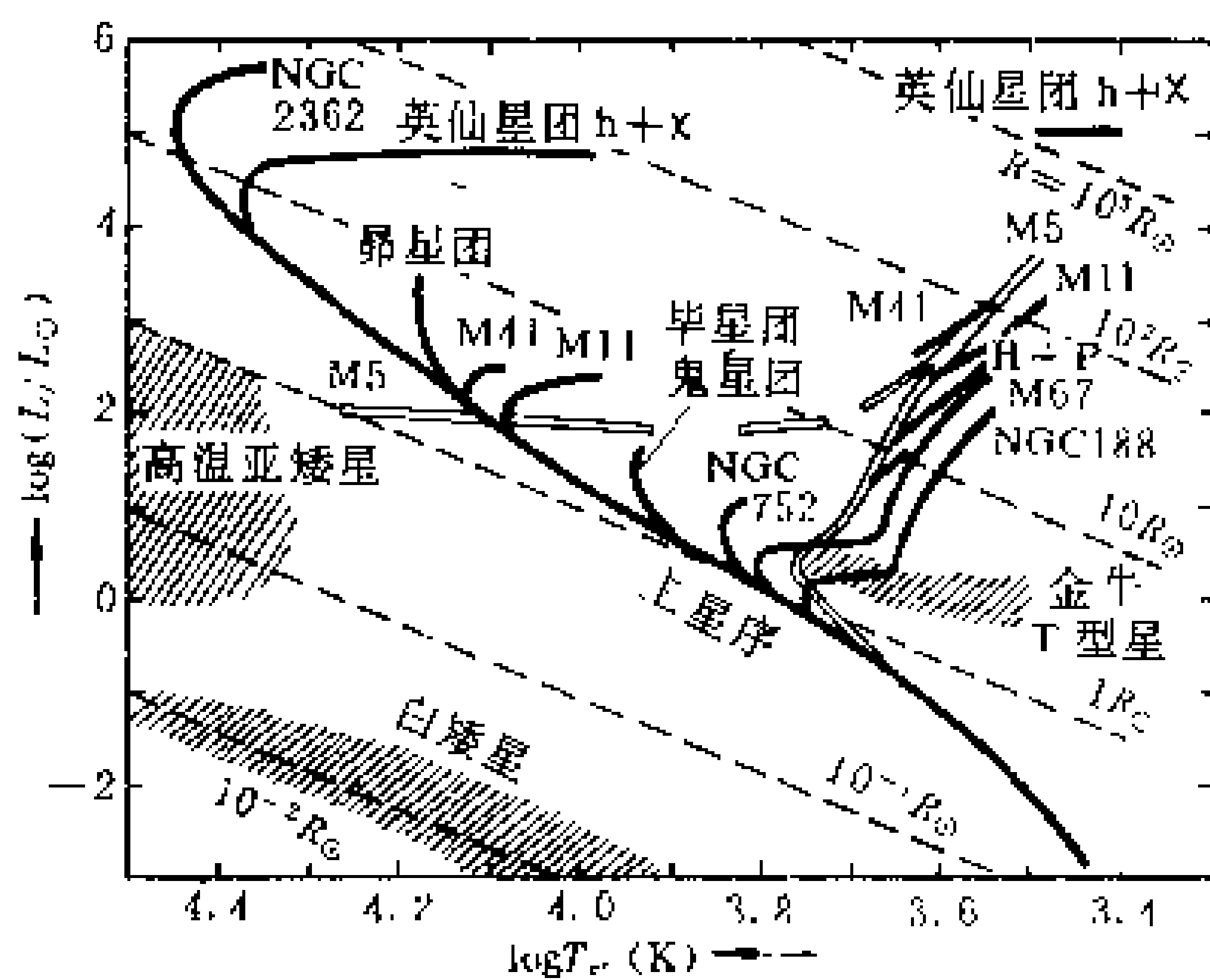


图 5.7 银河星团和球状星团的赫罗图(光度L和有效温度Te)

出它们在主星序上度过的时间，例如:

$$
\begin{array}{llll}
\text{NGC 2362} & <10^6\text{年} & (M_V \sim -7^m) & \\
\text{昴星团} & <2\times10^7\text{年} & (M_V \sim -2^m) & \\
\text{鬼星团} & <5\times10^8\text{年} & (M_V \sim +1^m) & \\
\text{M67, M3} & >10^{10}\text{年} & (M_V \sim +4^m) &
\end{array}
\tag{5.3}
$$

从银河星团组合赫罗图上可看出，在各星团的主星序与红巨星之间，有一个几乎没有恒星的区域，称为赫氏空隙，星团越年轻，则空隙越宽，这些现象也要理论给予阐明.

表5.1 主 序 星

光谱型	B−V	M_V	M_b	Te	$M/M_\odot$	$\log L/L_\odot$	$\log R/R_\odot$
O5	−0.45	−6	−10.6	35000	40	5.5	1.25
B5	−0.17	−0.9	−2.5	13500	7.1	2.8	0.60
A5	0.16	2.0	1.7	8100	2.2	1.3	0.25
F5	0.45	3.8	3.8	6500	1.4	0.4	0.08
G5	0.70	5.2	5.1	5400	0.93	−0.1	−0.03
K5	1.11	7.4	6.8	4000	0.69	−0.8	−0.13
M5	1.61	12.0	9.8	2600	0.22	−2.1	−0.5

§5.3 恒星演化概述

恒星是不断向宇宙空间辐射能量的自引力气体球．它的主要能源是在其内部深处发生的热核反应所释放的能量，当其星核收缩或坍缩时也释放能量．恒星为了维持足够的内部压力用来支持它自身的引力，它必须产生能量．恒星的结构和演化受两种相反的作用所支配：力图使恒星坍缩的引力；企图使恒星膨胀的压力．某些时候其中一种力稍占上风，那末恒星便呈现为膨胀或收缩，毫无疑问最终引力使恒星变为冷的致密的走向死亡的星，诸如天狼星的伴星白矮星，也许成为像蟹状星云中的中子星（脉冲星），或许变为黑洞，有时呈现为超新星爆发．引力在恒星形成中起决定性作用．引力在宇宙中它是创造力，由于引力坍缩，它也是一种破坏力．

1．恒星演化进程概貌

恒星的演化无疑是天体物理的最基本问题之一．这个问题本质上就是：恒星是怎样诞生、生长、衰老和死亡的？这是一个十分复杂的问题，也是非常困难的问题．目前对恒星演化程的问题已经认识得比较清楚了．恒星演化的早期阶段与星际介质凝缩成恒星的过程密切相关，原恒星在引力作用下收缩时，将变得越来越密，当中心区温度升高到氢点火，便到达主星序．具体停在主星序什么位置，决定于原恒星的初始质量．大质量原恒星将停在主星序上部，质量比太阳小的原恒星则停在较下部分．

对任意一颗质量一定但化学组成和不均匀程度却在变化着的恒星计算出一系列模型，就构成一个演化序列．将对应着恒星演化序列上不同模型的点按先后顺序画到赫罗图上，就能建立该星在赫罗图上的理论演化程．

恒星从诞生到衰亡和死亡的过程如图 5.8 所示．图中表明了有关阶段，亦显示了大的循环（虚线所示）．图 5.9 是恒星在赫罗

图上的演化进程．图中 a— b 为原恒星增亮，b— c 为内部发生对流阶段，c— d 为到达主星序，在 d 点(主星序)度过一生中最长的阶段．当恒星内部 10% — 30% 的区域中的氢快耗尽时，恒

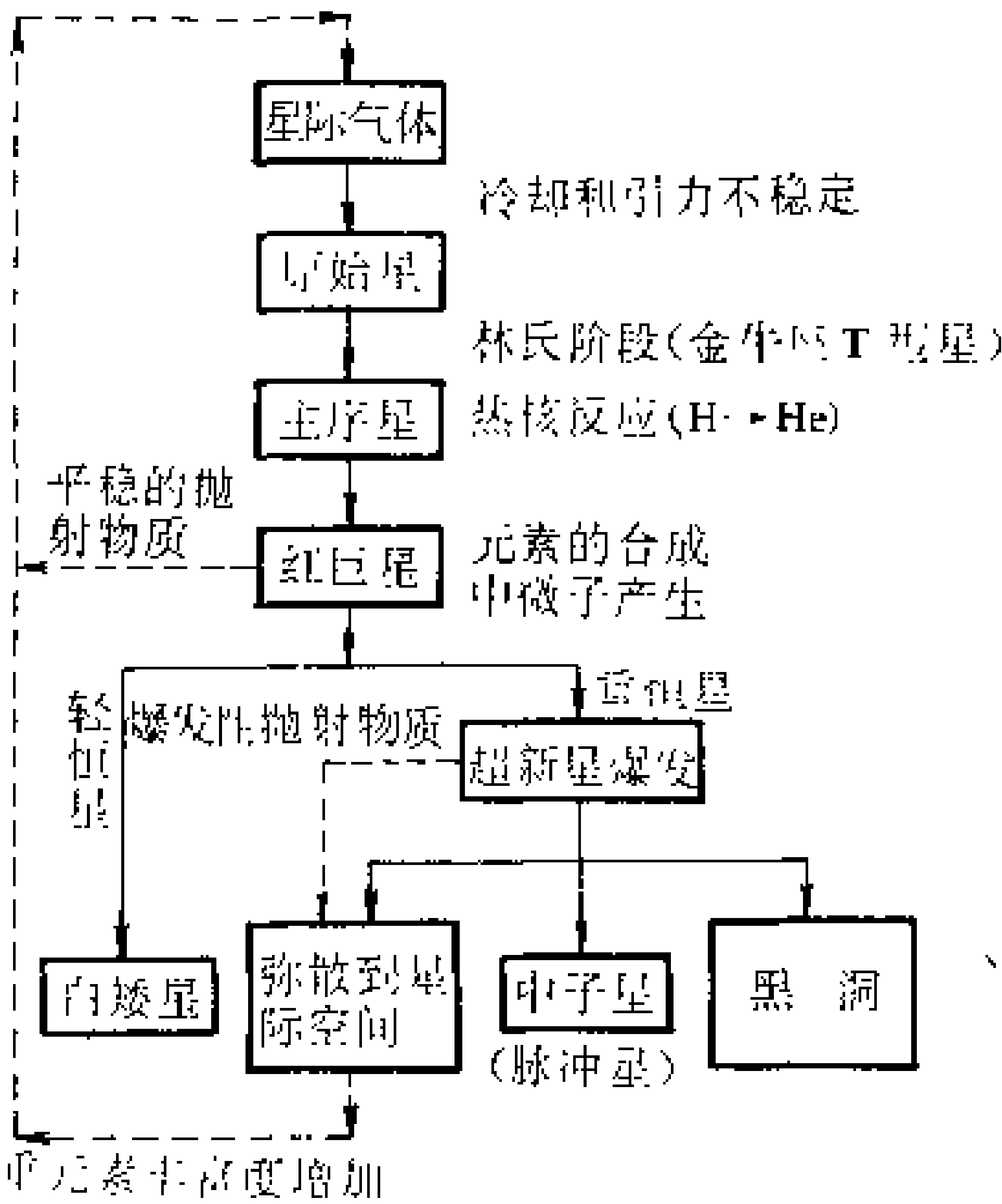


图 5.8　恒星演化进程图

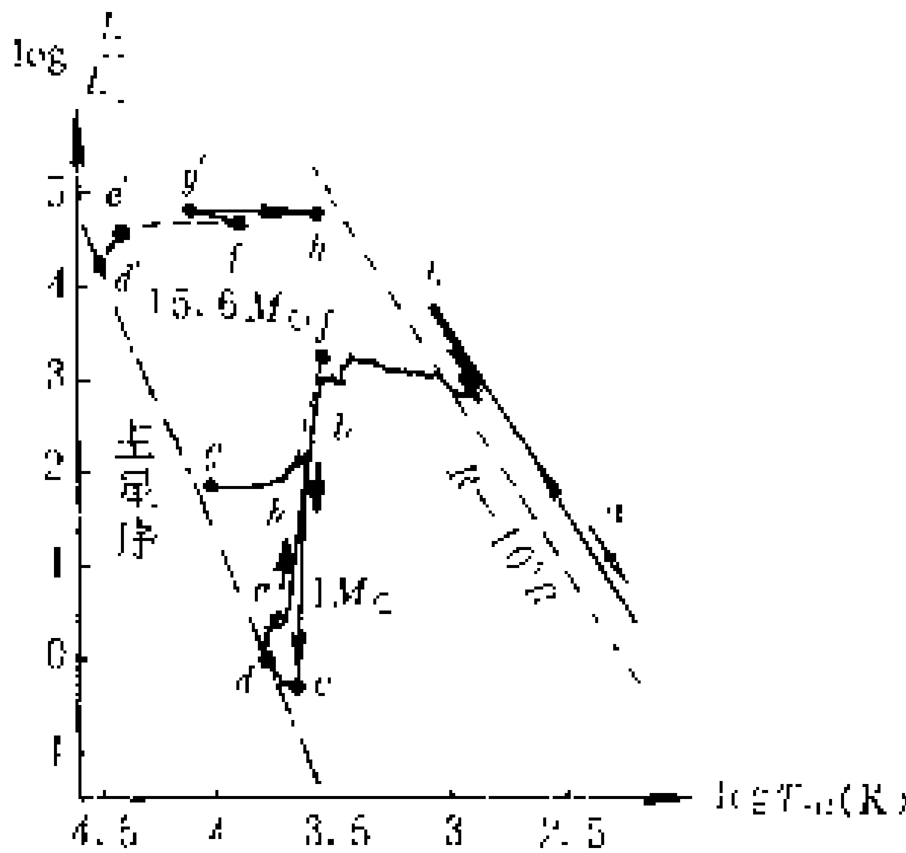


图 5.9　恒星在赫罗图上演化程

星离开主星序向红巨星发展. 在此之后，恒星在引力收缩和核燃烧阶段反复演化，最后形成"洋葱"状结构（图 5.10） 中心是铁核.

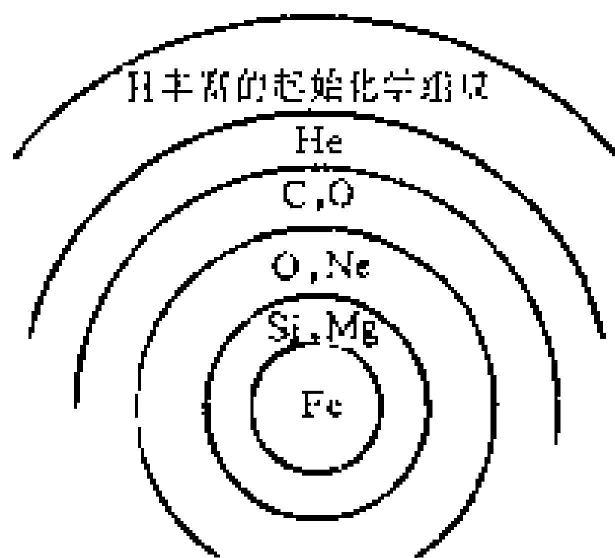


图 5.10　演化后恒星内部结构

2. 恒星的最后归宿

一颗恒星在其很大部分氢核燃料储备消耗完后开始的最后阶段的演化基本上取决于恒星的质量. 这里加上"基本上"这个条件，因为影响恒星演化的不仅是它的初始质量，而且还有它的自转速度和性质、它在密近双星中的地位（见第六章）以及其他诸因素. 然而初始质量是决定性的. 在无自转无磁场的孤立恒星这种理想化的情况下，恒星有不同归宿（表 5.2）.

表 5.2　恒星演化按质量的分类

质量（$M_\odot$）	最终阶段	主要现象
0.08 以下	氦白矮星	氢未燃烧
0.08 — 0.5	氦白矮星	氦未燃烧
0.5 — 1.0	碳白矮星	碳没有燃烧
1.0 — 3.0	碳白矮星	红巨星、损失质量，较轻的星
3 — 8	爆发	碳爆发燃烧型超新星
8 — 30(?)	中子星	中心铁核、超新星爆发
30 — 100	黑洞	坍缩为黑洞

在恒星演化最后阶段可能形成三类产物(白矮星、中子星和黑洞)中，最早被天文观测发现的是白矮星. 值得再次强调的是，对白矮星来说，实践走到了理论的前面. 白矮星是在天文学家还不知道它是什么样的星和它为什么辐射的情况下，经验地发现的. 物理学家只是在白矮星发现很久之后才形成了简并气体的概念. 白矮星是先被人们看见，后为人们理解.

中子星的发现过程则完全不同了. 在天文学家真正发现它们以前的三分之一世纪，理论家就已在"笔尖上"发现了它们. 这么晚才发现中子星理由很简单，因为天文学家要发现这类天体很困难. 如果一个天体直径只有 10 千米，既使它距我们象最近的恒星一样近(几光年)，就是用最大的望远镜也无法识别它. 直到 1967 年发现了脉冲星，脉冲星的发现确实震动了天文学界(见 §6.4)和物理学界.

随着 X 射线星的发现，这就使得探测黑洞成为可能. 黑洞是一种没有广义相对论就根本不可理解的天体(§6.5). 在恒星质量足够大时，在消耗尽了它的核燃料能源以后，它就灾变性地差不多收缩成一点，因为这时再没有任何力量能够对抗使恒星收缩的引力. 在极短的时间(10^{-5} 秒)内，外部观测者就感到坍缩星消失了. 这样的天体获得了一个非常形象的名称——黑洞. 无论那类粒子，不管是光子、中微子还是其他微粒，都不能从这个"洞"里逃逸出去. 为了描述坍缩星渐近地趋于它们的引力半径 $\left(r_g=\dfrac{2Gm}{c^2}\right)$ 时所特有的消失现象，美国物理学家惠勒(J.A. Wheelev)说过这样的名言："黑洞是不毛的".

§5.4 恒星演化的时标

恒星的自引力能有效地决定恒星的演化状态. 我们如何知道

的呢？为使问题简化，设太阳内部无支持压力，太阳的自身引力使其半径有明显的变化需多长时间呢？我们可由两种方式从估计的数量级上来回答该问题.

1. 自由下落时标

首先要问它取决于什么物理量. 既然恒星是由引力而自由下落，它仅取决于引力场的强度和所含物理量的量纲，所需的时间可唯一地由恒星的质量 M、半径 R 和引力常数 G 表示为:

$$t=(R^3/GM)^{\frac{1}{2}} \tag{5.4}$$

另一方法是写出物理上可发生的现象的数学模型. 既然我们假设恒星内无压力，那末恒星表面处一小质量元 m 将沿路径 $r(t)$ 无阻力地下落，且满足微分方程:

$$\frac{d^2r}{dt^2}=-\frac{GM}{r^2} \tag{5.5}$$

其中 $t=0$ 时，$r=R$. 可以直接解此微分方程，亦可直观地看出，质点在时间 t 内下落距离为 R，$\frac{d^2r}{dt^2}$ 的平均值为 $-R/t^2$. 因此可期望

$$-\frac{R}{t^2}\approx-\frac{GM}{R^2} \tag{5.6}$$

因此，

$$t=(R^3/GM)^{1/2} \tag{5.7}$$

它与(5.4)式完全相同. 将太阳的质量 $M_\odot$ 和半径 $R_\odot$ 代入上式，很易得出自由下落时标为:

$$t_{ff}=1.59\times10^3\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{3/2}\ 秒 \tag{5.8}$$

对于太阳，t_{ff}约为0.44小时，或26.6分钟.

一般说来，由此方法所得的数值是可理解的. 在某些事件中，这一结果显示出观测特性，如星体坍缩，(5.10)式表明坍缩时间t随初始质量M的加大而减小，而随着初始半径R的增加而变长.

从天文标准来看，太阳的自由下落时间t_{ff}是太快了，它远远小于天体演化时标t_{ev}:

$$t_{ff} \ll t_{ev}$$

太阳能很快自身调整压力－引力的不平衡，处于流体静力学平衡状态. 当t_{ff}与t_{ev}变得相似时，恒星演化是非常之快，流体静力学平衡已不再适用，必须用动力学方程. 所以，流体静力学平衡是研究恒星内部和恒星大气所用的基本原理之一.

2. 开尔文－亥姆霍兹(K－H)时标

恒星演化的进程主要由能源所决定. 恒星最大能源储备是引力能. 质量分别为m和m'，相距为r的物体之间的势能可表为:

$$\Omega = -\frac{Gmm'}{r^2} \tag{5.9}$$

总势能是该式对整个恒星求积分. 若从量纲分析，它必然为

$\alpha\frac{GM^2}{R}$，其中M是恒星的质量，R是恒星的半径，α是数值约为1的因子. 若将此式用于太阳($\alpha=1$)，可得到:

$$|\Omega_{\odot}| = \frac{GM^2}{R} \approx 4\times10^{48}\text{尔格}$$

现在可推出另一重要时标，设太阳已释放出的能量是来自太阳从原来非常大的半径收缩为现在的半径$R_{\odot}$时所释放出的引力势能，

这应为 4×10^{48} 尔格. 太阳现在的光度为 $L_\odot=4\times10^{33}$ 尔格 / 秒, 它的变化不会太大, 假若引力势能百分之百地转换为辐射能(从理论上说不可能百分之百, 仅提供一个上限), 太阳以现在的亮度发光的时间为

$$t_K=\frac{4\times10^{48}}{4\times10^{33}}\text{ 秒}=10^{15}\text{ 秒}\approx3\times10^7\text{ 年} \tag{5.10}$$

t_K 为 K－H 时标. 显然 $t_{ev}\gg t_{ff}$, 但 t_{ev} 是否大于 t_K 并不是十分明显的. 直到本世纪初, 仍认为太阳能源主要来自引力收缩. 当达尔文"物种起源"说发表后, 生物进化所需的时标明显地比 t_K 长; 地质学家提出海花的年龄至少 10 亿年; 利用同位素测年法, 地球的年龄应是几十亿年, 太阳至少与地球同龄. 因此对太阳和恒星的能源产生了疑问.

3. 爱因斯坦时标

1929 年, 爱丁顿提出解决上述年龄矛盾的意见, 利用爱因斯坦质能关系, 对于太阳总能量取 $E=M_\odot c^2$, 即

$$E=M_\odot c^2=1.79\times10^{54}\text{ 尔格}$$

假若全部能量转换为辐射, 那末太阳以现在的发光率能维持的时间是

$$t_E=4.6\times10^{20}\text{ 秒}\approx1.4\times10^{13}\text{ 年} \tag{5.11}$$

热核聚变是太阳的能源, 热核聚变仅发生在太阳中心区, 约有百分之十几的太阳质量. 若所有这些物质转换为能量, 那末太阳的寿命为 1.4×10^{12} 年. 从恒星演化理论得知, 太阳的寿命约为 9×10^9 年, 由此可见, 太阳中质量转换为能量的效率仅为 0.07.

类似太阳的恒星位于主星序上的时间, 决定于氢聚变为氦的一系列核反应(参见 §5.7).

仍是星协，因此，星协必然是由较年轻的星形成的.

最后，在星际气体和尘埃的星云中发现了热而年青的恒星，它们可能是由星际介质凝聚而成的，这是一个间接证据.

从理想情况说，恒星形成理论应计算出恒星诞生函数 $\psi(M)$，即每年每立方秒差距内产生质量为 M 的恒星数. 该函数可由太阳周围恒星加以经验地推算，以此作为对理论的一种检验.

我们以下讨论基于这样的假设：在旋涡星系和不规则星系中恒星形成是不断地进行，形成区的星际介质密度高于平均值. 依次介绍稀疏气体的动力学方程，引力不稳定性，原始星云的坍缩，磁场的影响和旋转的作用，引用一定的近似推出恒星形成的简化途径.

2. 动力学方程线性化和金斯判据

描述恒星形成的一组完整的动力学方程一般需要用数值计算，或者借助于近似方法. 近似计算仅限于对平衡有小的偏离. 设动力学系统稍偏离平衡态（平衡态的参量用 ρ_0, P_0, v_0, φ_0 和 B_0 加以表示），任何物理量 Q 都可在其平衡态处展开为

$$Q=\sum_{n=0}^{\infty}\lambda^n Q_n \tag{5.14}$$

其中 λ 为一小量，同时设 $Q_{n+1}/Q_0 \ll 1$, $Q_{n+1}/Q_n \ll 1$.

利用上式将 ρ , P, v, φ 和 B 展开并代入动力学方程：

$$\rho\frac{dv}{dt}=f-\nabla P \tag{5.15}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla(\rho v)=0 \tag{5.16}$$

$$\nabla^2\varphi=4\pi G\rho \tag{5.17}$$

$$\nabla\times(v\times B)=\frac{\partial B}{\partial t}-\frac{1}{4\pi\sigma}\nabla^2 B \tag{5.18}$$

这些方程中已引入磁场和引力，f 由下式给出

$$f = -\rho\nabla\varphi - \frac{1}{8\pi}\nabla B^2 + \frac{1}{4\pi}(B\cdot\nabla)B \tag{5.19}$$

如果将含有 λ^2 或更高次的项删去，则得到有关物理量相应于 $n=1$ 的线性化方程．对于线性化 $Q=Q_0+\lambda Q_1$；因此代入(5.15)—(5.19)式，得：

$$\begin{aligned}
\rho &= \rho_0 + \lambda\rho_1 \\
P &= P_0 + \lambda P_1 \\
\varphi &= \varphi_0 + \lambda\varphi_1 \\
v &= v_0 + \lambda v_1 \\
B &= B_0 + \lambda B_1
\end{aligned} \tag{5.20}$$

于是，泊松方程变为

$$\nabla^2\varphi_0 + \lambda\nabla^2\varphi_1 = 4\pi G\rho_0 + 4\pi G\lambda\rho_1$$

但 $\nabla^2\varphi_0 = 4\pi G\rho_0$，无扰动的量由平衡时可获得，于是得

$$\nabla^2\varphi_1 = 4\pi G\lambda\varphi_1 \tag{5.21}$$

类似地连续性方程也变为

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho_0 v_1 + \rho_1 v_0) = 0 \tag{5.22}$$

(5.18)式化为

$$\nabla\times(v_1\times B_0) + \nabla\times(v_0\times B_1) = \frac{\partial B_1}{\partial t} - \frac{1}{4\pi\sigma}\nabla^2 B_1 \tag{5.23}$$

实际上电导率 σ 与物质密度 ρ 和温度 T 密切相关，按理也应用(5.14)式展开，为了简化，此处我们设它为常量．在线性化条件下，运动方程变为

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_0\cdot\nabla v_1 + v_1\cdot\nabla v_0 = -\nabla(\varphi_1 + P_1/\rho_0) - \frac{\nabla B_1^2}{8\pi\rho_0} + \frac{(B\cdot\nabla)B_0}{4\pi\rho_0} \tag{5.24}$$

金斯模型

$$\omega^2 = k^2 C_s^2 - 4\pi G\rho_0 \qquad (5.33)$$

当$\omega^2=0$时得出临界波矢 k_J:

$$k_J^2 = \frac{4\pi G\rho_0}{C_s^2} = \frac{4\pi G\mu m_H \rho_0}{kT} \qquad (5.34)$$

(5.33)式说明当$k>k_J$时，扰动不会增加．如果$k<k_J$，$\omega=\pm i\eta$为虚数，ρ_1将随着(5.12)式给出的时间按指数增加．这相应于不稳定的产生，所以造成系统的局部密度增大，引入特征线尺度$l_J=2\pi/k_J$．$\omega=0$将稳定区($\omega^2>0$)和不稳定区($\omega^2<0$)加以分开，$\omega=0$称为临界稳定．

当$k<k_J$或者$l>l_J$时是不稳定的．不稳定条件可表示为$l>l_J$，其中

$$l_J = \left(\frac{\pi}{G\rho_0}\right)^{1/2} C_s$$

称为金斯判据，有时称金斯长度．对于盘形，在特征长度为$l_J=2\pi/k_J$内的物质可以收缩，其数值为

$$l_J = 8\times 10^7 (T/\rho_0)^{\frac{1}{2}} \text{ 厘米}$$

其中ρ_0和T分别为盘面上的密度和温度．对银河系盘面上星际物质的数值为$\rho\sim 2\times 10^{-24}$克/厘米^3，$T\sim 100$K，于是$l_J\sim 200$秒差距．包含不稳定区内的物质粗略地说为$\rho_0 l_J^3$，相当于2—$5\times 10^5 M_\odot$．这个数值相对于单个原恒星显然是太大，但与星协的质量差不多相一致，下面还将讨论这个问题．

3．旋转的影响

如果在星云中或银道面上的物质是旋转的，这种情况将变得十分复杂．最简单的影响可认为引力场变弱．在旋转参考系中，这种减弱可看成与引力相反的离心力．如果旋转很快，可制止坍缩．在距转轴r处的旋转速度为$u=r\omega$，若要引力与离心力平衡，

则

$$\omega=(MG/R^3)^{\frac{1}{2}}$$

由此可推出星云密度的限制．若是球形则得

$$\rho>\frac{3\omega^2}{4\pi G}=\rho_{临界}=3.6\times10^6\omega^2\,克/厘米^3 \qquad (5.35)$$

ω 为 1/秒．如果 ρ 大于 $\rho_{临界}$，由于不稳定性，星云仍能坍缩．如果星云是盘形而非球形，(5.35)式中的系数稍有差别，即稍大一些．

银河系较差旋转的速度 v_R 由(5.13)式加以描述，因为 $v_R(R+r)<v_R(R)<v_R(R-r)$，由位于 R 处的观测者看来，位于$(R+r)$处的物质力图向后漂移，而位于 $R-r$ 处的物质向前移动．结果在 r 范围内的物质以角速度 ω 旋转，即

$$\omega=\frac{v_R(R-r)-v_R(R+r)}{r} \qquad (5.36)$$

利用(5.13)式，取 $r=150$ 秒差距．由上式得到 $\omega=2\times10^{-15}$/秒．将此 ω 值代入(5.35)式，得到 $\rho_{临界}\sim10^{-23}$克/厘米^3．这比观测到的星际物质的密度大五倍．但观测到的星际物质的密度 $\rho\sim2\times10^{-24}$克/厘米^{3}也不是十分确定；其次星系的密度波前边缘密度还要高些．由此观点，原恒星的形成发生在沿着旋臂的高密度区，而其他区域可能较少．这种观点与目前的观测证据相吻合．当超新星爆发的激波通过后，也会使星际气体的密度增加，也会触发恒星形成．

4．孤立星云的坍缩

设想在一个大星云中，温度为 T'，密度为 ρ'，在它里边有一半径为 R 的球体，温度为 T，密度为 ρ．星云是等温的，非旋转的无磁场的$(B=0)$．同时设

$$\rho'\ll\rho, \quad T'\gg T$$

星云周围的物质是热而稀释的，而球形星云是冷而"密"的. 周围热的气体对球形星云施以压力 $P_{外}$. 由维里定理得到:

$$3(\gamma-1)U+\Omega-4\pi R^2 P_{外}=0 \tag{5.37}$$

其中 Ω 为引力势能（球形物质）:

$$\Omega=-\frac{3}{5}\frac{M^2G}{R}$$

如果密度是均匀的，则 $\rho_c=3M_c/4\pi R^3$，其中 M_c 为星云的总质量. 对于星云的初始状态，假设其服从理想气体物态，$\gamma=\frac{5}{3}$，于是得到它的内能 U 为

$$U=\frac{2}{3}\frac{MkT}{\mu m_{\mathrm{H}}}$$

对于 H Ⅰ 气体温度约为 50－100K. 由这些假设，维里定理则表示为

$$P_{外}=\frac{3kTM}{4\pi\mu m_{\mathrm{H}}R^3}-\frac{3}{20\pi}\frac{M^2G}{R^4} \tag{5.38}$$

右端第一项为内能，第二项为引力能. 当 R 大时，内能是主要的，$R_{外}$是较小的量. 但对一定质量 M 且等温收缩的云，$P_{外}$ 达到最大值时的半径为

$$R_J=\left(\frac{3}{\pi}\frac{15}{16}\frac{kT}{\mu m_{\mathrm{H}}\rho G}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5.39}$$

该值与金斯长度相比拟. 当 $R>R_J$ 时，压力增大使云收缩，直到 $R=R_J$. 当 $R_J<R_c=(2/\sqrt{3})R_J$ 时，总能量

$$E=U+\Omega=\frac{3MkT}{\mu m_{\mathrm{H}}}-\frac{3}{5}\frac{M^2G}{R} \tag{5.40}$$

变为负值，该云变为自束缚的，仍受到周围物质的挤压. 将

(5.39)式的 R_J 代入(5.38)式，可得 $P_外$ 最大值为

$$P_{max} \simeq 3.14(kT/\mu m_H)^4(M^2G^3)^{-1} \tag{5.41}$$

如果周围物质的压力大于P_{max}，那末星云则不处于平衡态，(5.37)式不为零，而是写为

$$\frac{1}{2}\frac{d^2I}{dt^2} = 3(\gamma-1)U + \Omega - 4\pi R^2 P_外,\ (P_外 > P_{max}) \tag{5.42}$$

当 $4\pi R^2 P_外$超过它的平衡值时，d^2I/dt^2 将是负值，于是，星云必然坍缩.

5. 磁场的影响

星际空间存在磁场，即使它很弱($B \sim 3\times10^{-6}$高斯)，它在星云的演化中仍有重要影响，因为储存在尺度约为 100 秒差距内的磁能与系统的引力势能差不多. 磁场力图阻止物质收缩，它的作用是对抗引力.

对于导磁率为 1 的磁场 B，它的磁能密度为

$$u_M = B^2/8\pi$$

磁压与平常气体的压力不一样，它是各向异性的，例如当磁力线与物质缠绕在一起时，磁场阻止横向压缩，但允许沿磁场 B 方向压缩.

磁场对原恒星演化有很大作用，问题很复杂. 如果物质在初始态是有磁场的，那末它的终态仍有磁场，除非有损失的机制. 星际物质当它收缩时，磁通量维持常量，即 R^2B = 常量. 当半径为 R 的恒星形成时，它的磁场 B 应满足下式

$$B \simeq B_0(R_0/R)^2$$

B_0 的典型观测值为 10^{-6} 高斯，$R_0 \simeq 0.1$ 秒差距，若设 $R = R_\odot$，那末，$B \simeq 10^7$ 高斯. 已观测到的 A_p 型星，$B \sim 10^3$ 高斯. 有的白矮星磁场为 10^7 高斯，中子星磁场更强. 对一般恒星来说，应有某种机制损失磁能，现在仍未解决这一困难.

6. 赫罗图中的林忠四郎线

恒星形成过程简单地如图 5.11 所示。现在需要讨论原恒星演化到主星序。如果一个恒星由星际云凝聚坍缩形成后，并且处于流体静力学平衡状态，那末它在赫罗图上的位置，就一定落在林忠四郎（Hayashi）线上，并且恒星的内部是处于完全对流状态，恒星的进一步演化首先沿着林氏线往下运动，然后再向左移向主星序（图 5.12）。

从理论上可以证明在赫罗图中存在林忠四郎线[5-7]，其特性为：(1) 当给定质量和化学组成时，存在林［忠四郎］线，以此为界，该线右边是不满足流体静力学平衡条件的"禁止"区，左边是"允许"区；(2) 当给定质量和化学组成时，所有内部完全对流的恒星，在赫罗图中的位置都落在林忠四郎线上。该线可表示为：

$$\log Te = A\log L + B\log M + \text{常量} \tag{5.43}$$

其中
$$A = \frac{0.75a - 0.25}{b + 5.5a + 1.5}, \quad B = \frac{0.5a + 1.5}{b + 5.5a + 1.5} \tag{5.44}$$

a，b 是吸收系数 $\kappa = \kappa_0 P^a T^b$ 中的指数。对于 $a \simeq 1$，$b \simeq 3$，那末可得到 $A = 0.05$，$B = 0.2$，即 $\log Te = \frac{1}{20}\log L + \frac{1}{5}\log M$ + 常量。由此可见，$\log Te$ 受 $\log L$ 影响很小。在 Te 很小情况下，林

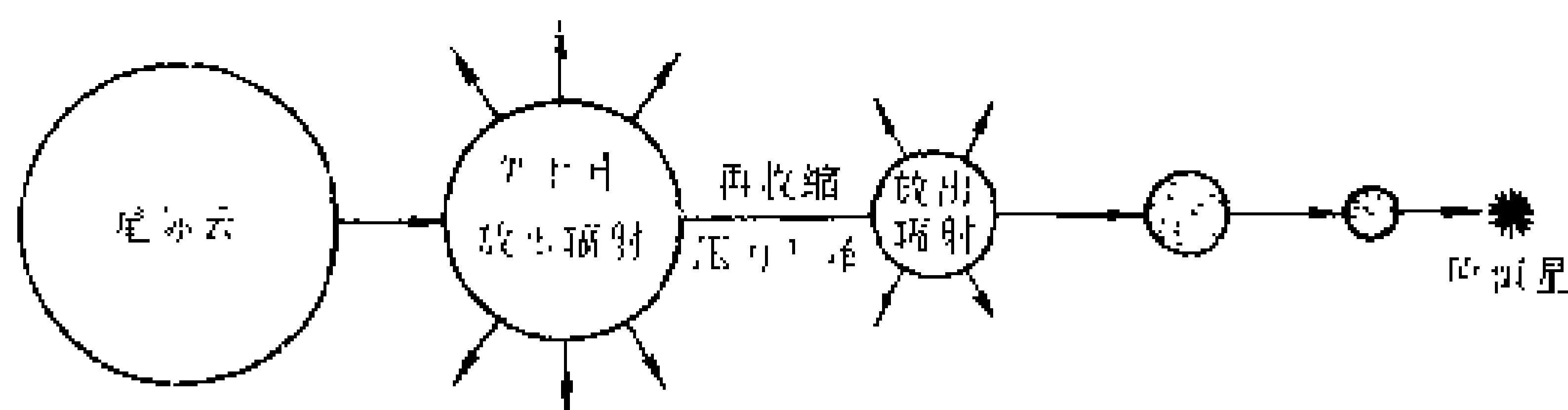


图 5.11　星际云收缩为原恒星和辐射的示意图

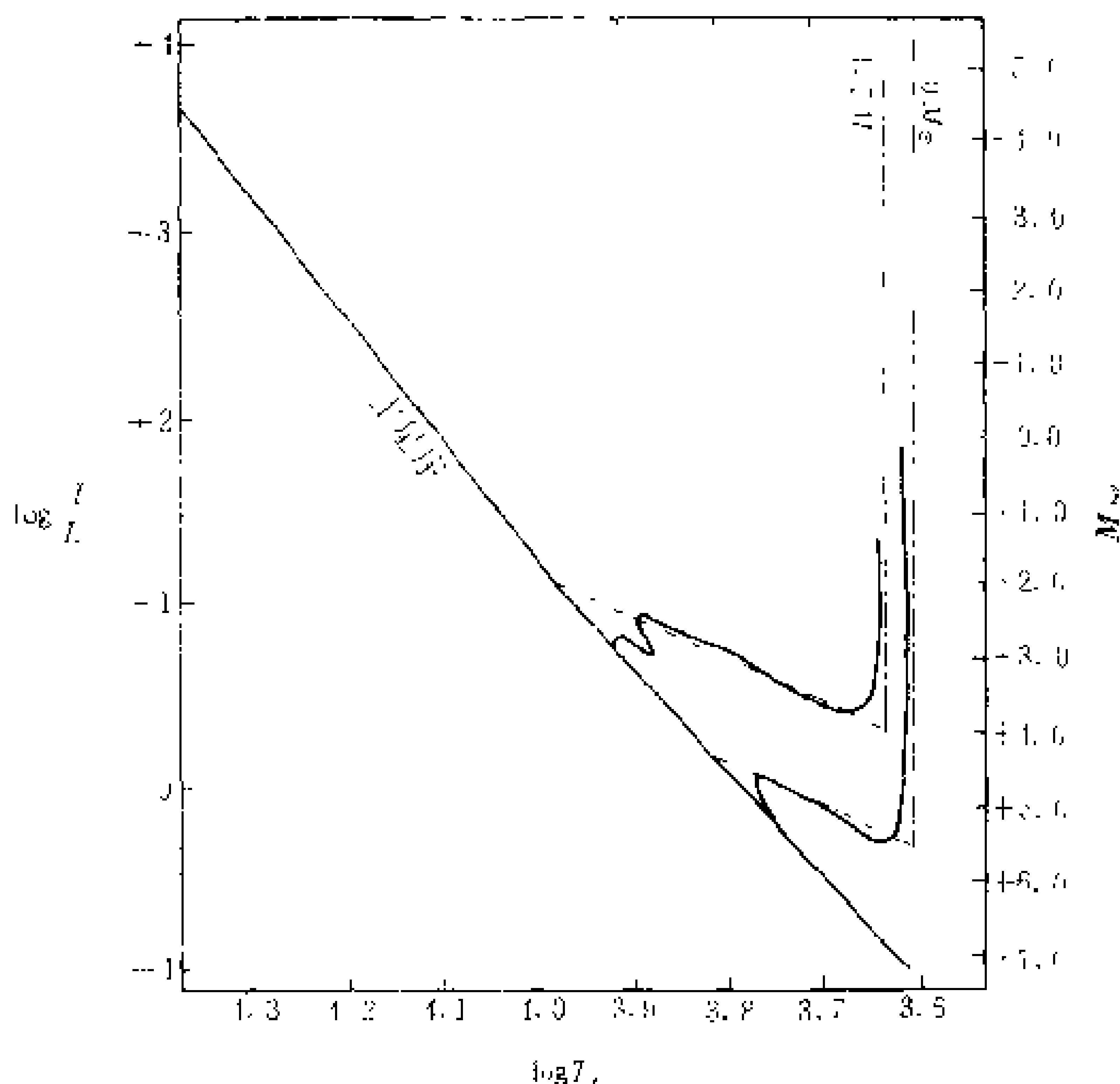


图 5.12 主序前恒星演化程

忠四郎线几乎垂直向下；同时它与 M 有关，M 大的林忠四郎线靠左边．实际上由于恒星外壳存在部分电离区，使得实际的林忠四朗线不是直线，相对于主星序有些弯曲（详见 [5.7]）．图 5.13 表示 $0.5M_{\odot}$ — 100 $M_{\odot}$ 的恒星在主序前演化到主星序的路径．图中出发点是流体静力学平衡的首次建立点，恒星几乎是完全对流，演化程沿林忠四郎线垂直向下，完全对流的结束点以横截短线表示、同时标明完全对流所用的时间，和演化到主星序的时间．

可以清楚地看到，大质量星演化到主星序所需的时间，比小质量星所需时间短得多．对同一星团的成员星因同时形成，当大质量星到达主星序时、小质量星还在收缩阶段，位于主序的右边，

这一点已被观测所证实（例如 NGC 2264 星团）．在该星团中只有大于一定 L 值的星位于主星序，而 L 值小的星位于主序的右边，说明还处在主序前的收缩阶段中．

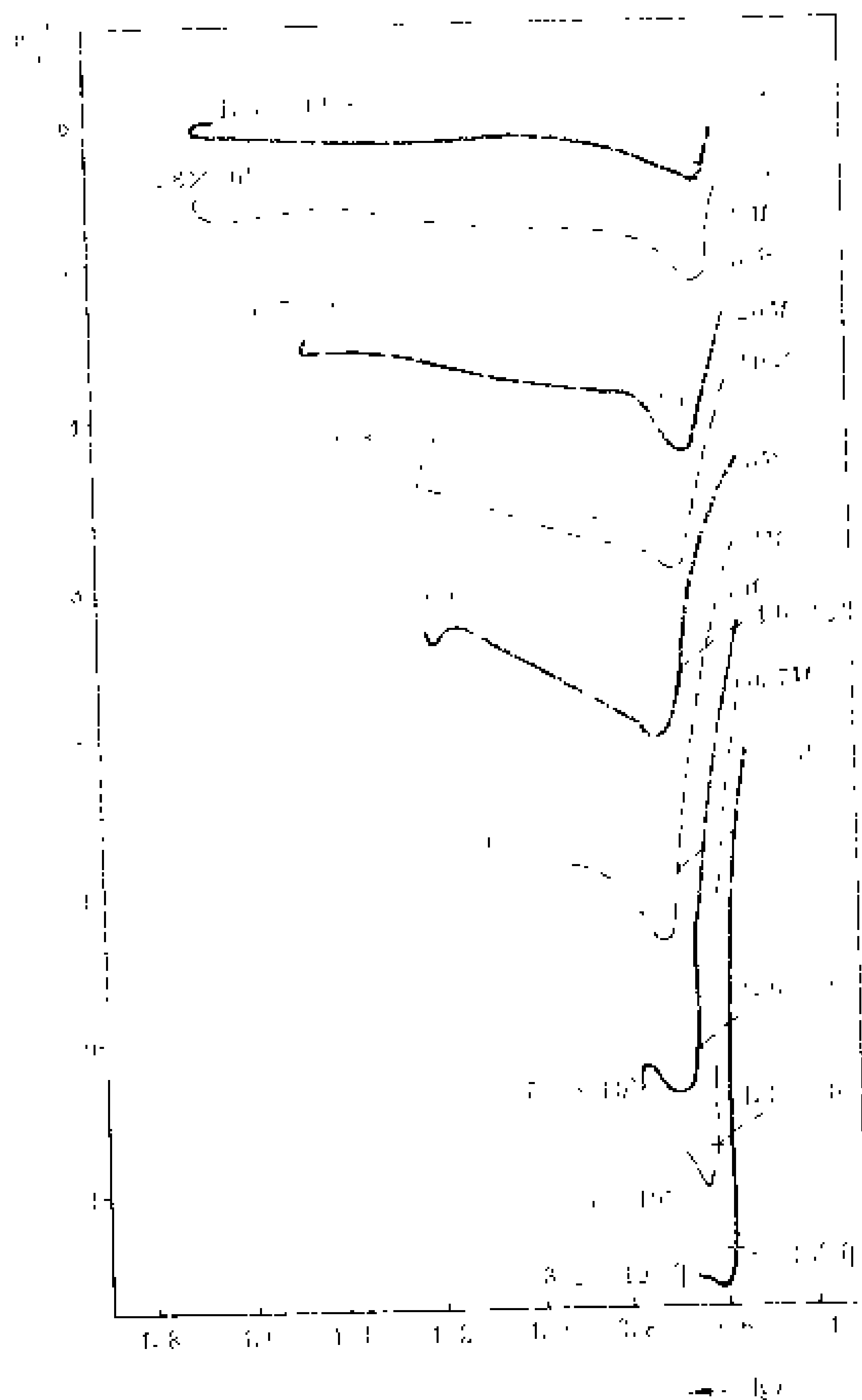


图 5.13　各种质量恒星的早期演化程

§5.6 恒星结构的基本方程

首先讨论恒星模型所必须满足的要求.

(1) 恒星内部条件必须同足够的核反应速率一致．这种速率必须保证产能率大体等于恒星光度；恒星表面释放的能量主要是可见光、紫外及红外形式的辐射.

(2) 整个恒星必须保持压力平衡，通常称为流体静力学平衡．如果温度过高，那么局部压力太大，恒星要膨胀，若压力太小恒星要收缩.

(3) 恒星中心所产生的能量必须能很快地传到恒星表面，所经历的时间比恒星演化年龄要短得多.

(4) 离恒星中心任何给定处的温度不仅必须形成适当的压力，而且必须与适当能量转移率取得一致．这才能保证光度等于产能率.

(5) 恒星中心光度为零，恒星中心周围无穷小体积内只能有无穷小的质量，这是边界条件.

(6) 恒星表面，压力和温度可取非常小的值．这个条件说明恒星内部压力很高，而恒星和它周围空间的界面是比较分明的.

上述这些要求可归纳为若干个微分方程:

(1) 流体静力学平衡条件：作用于恒星内任一小体元上的各种力必须彼此相补偿，因为非零的纯净力必然引起运动从而改变恒星的结构．我们需考虑的力一是引力，它的方向向内；另一力是压力，它指向外.

若考虑距中心 r 处的一小柱体，它的轴心指向恒星中心，底面为 dS，长度为 dr.

作用于该体元上的压力是:

$$-\frac{dP}{dr}dSdr$$

其中 P 是压力，是到中心距离 r 的增减函数。作用于同一体元上的引力是质量乘以重力加速度，即：

$$\rho dS \cdot dr \frac{GM_r}{r^2}$$

其中ρ 是密度，G 是引力常数。
令以上两个相反方向的力相等，便得到流体静力平衡条件：

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} \qquad (5.45)$$

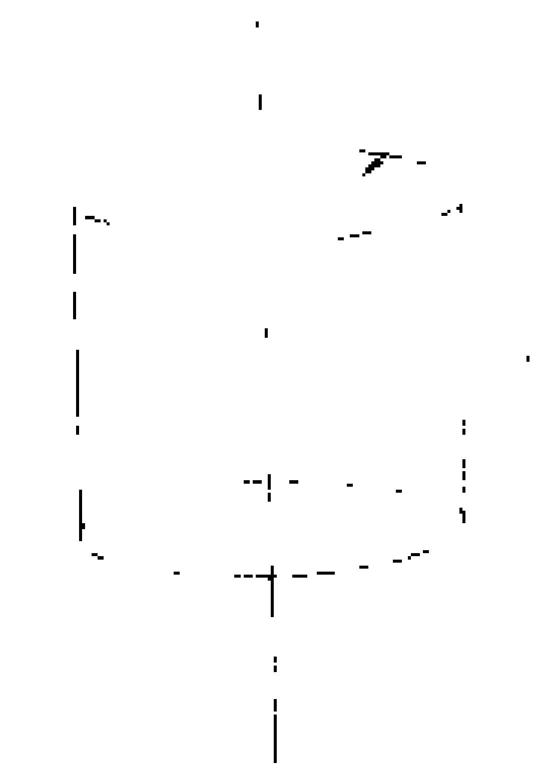


图 5.14　流体静力学平衡

(2) 质量方程：

$$M(r)=\int_0^r \rho\, 4\pi r^2 dr, \quad \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \qquad (5.46)$$

其中 $M(r)$是半径为 r 的球内所含的质量，它可用恒星内物质密度和半径 r 表示出来。

(5.45)和(5.46)是决定恒星结构的头两个基本方程。但显然，它们本身不足以唯一地决定恒星内部压力、密度和质量分布。然而由它们可直接估计出恒星中压强和温度的量级。应用(5.45)式于太阳中心至表面中点处，设 $M_r = \frac{1}{2} M_\odot$，密度取平均密度，$r$ 取 $\frac{1}{2} R_\odot$，表面压力可忽略，于是得中心压力 $P_{c\odot}$：

$$P_{c\odot} \approx 2\bar{\rho}_\odot \cdot \frac{GM_\odot}{R_\odot} = 6\times 10^{15} \text{ 达因/厘米}^2$$

由上式所得压力则直接推出温度的量级。若我们利用理想气体状态方程：

$$P = \frac{k}{m} \rho T$$

其中k是波尔兹曼常数，m是平均分子量，在此我们用质子的质量的一半，因为氢最丰富，电离的氢是一个质子和一个自由电子，其作用象两个质量为$\frac{1}{2} m_p$的粒子．将此再用于太阳中点，压强取$\frac{1}{2} P_c$，则温度$T_c \approx 10^7$K．

这些初步估计对我们进行讨论给出了一定数量概况．我们要研究的物质是高温，高度电离的气体．因此不必考虑液态和固态．

(3) 热平衡条件．恒星表面能量的损失(以光度L度量)必须以核过程所释放的能量来补偿．这个条件可写为：

$$L = \int_0^R 4\pi r^2 \cdot \varepsilon\rho dr \tag{5.47}$$

$$\frac{dLr}{dr} = \varepsilon\rho 4\pi r^2$$

其中ε是产能率(尔格/秒·克)，它依赖于温度、密度和化学组成．

(4) 产能率ε可表示为：

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho \cdot T \cdot x_i) \quad i = 1, 2, \cdots, n \tag{5.48}$$

其中x_i是元素的丰度．

(5) 恒星内物态方程可表示为：

$$P = P(\rho \cdot T \cdot x_i) \quad i = 1, 2, \cdots, n \tag{5.49}$$

(6) 能量迁移和温度梯度．恒星内部能量迁移有两种方式，可以导出下列形式的温度梯度：

对辐射迁移：

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3K\rho L_r}{4\pi r^2 \cdot 4ac \cdot T^3} \tag{5.50}$$

其中K是不透明度:

$$\kappa = \kappa(\rho \cdot T, x_i) \tag{5.51}$$

对于对流传能:

$$\frac{dT}{dr} = F(T, P, r, \gamma) \tag{5.51a}$$

以后专门讨论这一条件.

现在我们可以归纳描述恒星结构的方程如下:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2} \tag{5.45}$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2\rho \tag{5.46}$$

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2\rho \cdot \varepsilon \tag{5.47}$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa L_r \rho}{16\pi acr^2 T^3} \tag{5.51a}$$

另外方程中含有状态方程、产能率ε和不透明度κ等有关量:

$$P = P(\rho \cdot T, x_i) \tag{5.49}$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho \cdot T, x_i) \tag{5.48}$$

$$\kappa = \kappa(\rho \cdot T, x_i) \tag{5.51}$$

当给定化学组成后，描述恒星结构的七个方程(5.45)～(5.51)中含有七个仅是r的函数的未知量：P，ρ、T、M、L、ε、κ. 计算恒星的结构问题归结为求出P、ε、κ的表达式，然后在一定边界条件下解四个微分方程，由于计算量大，只有依靠计算机作数值解.

(7) 边界条件.

在中心 r 处 $r=0$ $\quad M(r)=0, L(r)=0$ (5.52)

在表面 r 处 $r=R$ $\quad T \ll T_{中心}, \quad P \ll R_{中心}$ (5.53)

为了计算流体静压力，关系式(5.23)可改写为：

$$T(R) \approx 0, \ P(R) \approx 0 \tag{5.53a}$$

方程(5.45)～(5.53)构成了恒星结构的理论基础．在实际计算时，采用质量 M_r 作自变量（拉格朗日坐标）更为方便．

下面我们列出以质量 M_r 为自变量的方程式：

$$\frac{dr}{dM_r} = 1/4\pi r^2\rho \tag{5.54}$$

$$dP/dM_r = -GM_r/4\pi r^4 \tag{5.55}$$

$$\frac{dL_r}{dM_r} = \varepsilon \tag{5.56}$$

$$\frac{dT}{dM_r} = -\frac{3\varkappa L_r}{64\pi^2 r^4 T^3 ac} \quad (\text{辐射}) \tag{5.57}$$

边界条件变为：

$$\left.\begin{array}{l} \text{恒星中心，} M=0: r=0, L=0 \\ \text{恒星表层，} M=M_*: T=0, P=0 \end{array}\right. \tag{5.58}$$

对于具体计算的恒星 M_* 为已知值．对于给定的 M_* 值和化学组成 x_i，由方程(5.54)－(5.58)式，以及物态方程、产能率 ε 和不透明度 κ 等关系式可唯一地确定恒星的结构．这个定理通常称为沃格特－罗素(Vogt －Russell)定理．

§5.7 恒星内部物理状态

1．辐射传能

如果恒星内部是等温的，那末辐射强度是各向同性的，在任一方向的纯辐射流是不存在的．事实上恒星内部存在温度梯度，深层辐射高于浅层，因此纯辐射流是向外的．

这种辐射流多大呢？这取决于气体的不透明度．若不透明度小，则辐射流大．若用吸收系数κ表示不透明度，那么

$$\kappa\rho dl$$

表示在距离dl上由于吸收而损失的能量．下面将看到在恒星内部$\kappa\approx 1$，dl是厘米的量级，在此小范围内温度变化很小，辐射场近似于各向同性．

现在需推导出辐射流和温度梯度的关系．对球形辐射场，辐射转移方程可写为：

$$\frac{\partial I}{\partial r}\cos\theta-\frac{\partial I}{\partial\theta}\,\frac{\sin\theta}{r}+\kappa\rho I-\frac{1}{4\pi}\,j\rho=0 \qquad (5.59)$$

它在恒星内每一点都成立．对于恒星内部来说，解这一方程比恒星大气中要简单些，因辐射场几乎是各向同性的．I表示辐射在各个方向上辐射的分布，引入以下三个矩：

能密度 $$E(r)=\frac{1}{c}\int I\,d\omega \qquad (5.60)$$

辐射流 $$H(r)=\int I\cos\theta\,d\omega \qquad (5.61)$$

辐射压 $$P_R(r)=\frac{1}{c}\int I\cos^2\theta\,d\omega \qquad (5.62)$$

由(5.59)式可构成以下矩的方程（以$\cos\theta$乘之并对所有方向积分）：

$$\frac{dH}{dr}+\frac{2}{r}H+c\kappa\rho E-j\rho=0 \qquad (5.63)$$

$$\frac{dP_R}{dr}+\frac{1}{r}(3P_R-E)+\frac{\kappa\rho}{c}H=0 \qquad (5.64)$$

我们对三个函数E、H、P_R仅求得两个关系式．为了完全确定这些量，必须想法求另一关系式．在恒星内部，由于辐射场几乎是各向同性的，可假设有如下近似式：

$$I = I_0 + I_1 \cos\theta + I_2 \cos^2\theta + \cdots \tag{5.65}$$

若将(5.65)式中前二项代入(5.60)、(5.61)、(5.62)式中，则得:

$$E = \frac{4\pi}{c} I_0, \quad H = \frac{4\pi}{3} I_1, \quad P_R = \frac{4\pi}{3c} I_0$$

由此可得:

$$P_R = \frac{1}{3} E \tag{5.66}$$

该式是(5.63)，(5.64)式的附加关系式. 另外，我们可用通过半径为 r 的球面的辐射流 L_r 代替通过单位面积的辐射流，即

$$L_r = 4\pi r^2 H$$

发射系数 j 由两部分组成，一是按照基尔霍夫定律和斯忒藩—玻耳兹曼定律，即 κacT^4；一是每克物质的核产能率 ε，所以:

$$j = \kappa acT^4 + \varepsilon$$

利用 $\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon\rho$ 可消去上式中的 ε，化简后可得:

$$E = aT^4 \tag{5.67}$$

这个描述辐射密度和温度的关系式是在理想的热平衡条件下获得的. 由(5.66)式得:

$$P_R = \frac{1}{3} aT^4 \tag{5.68}$$

将其代入(5.62)式，可推得:

$$H = -\frac{1}{3\kappa\rho} \frac{d}{dr} (caT^4) \tag{5.69}$$

利用 $L_r = 4\pi r^2 H$，则求得 L_r 和温度梯度的关系式:

$$L_r = -4\pi r^2 \frac{4ac}{3} \frac{T^3}{\kappa\rho} \frac{dT}{dr} \tag{5.70}$$

或者

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} > -\frac{1}{\gamma}\frac{1}{P}\frac{dP}{dr} \tag{5.71}$$

若利用理想气体状态方程,用温度梯度和压力梯度代替密度梯度,则变为:

$$-\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\frac{dP}{dr} > -\frac{dT}{dr}$$

因为压力梯度和温度梯度往往是负的,故方程两边是正值. 不等式右端是实际温度梯度,左端通常称为"绝热温度梯度".

如果上述稳定条件不满足,那辐射平衡的不稳定性便导致另一平衡状态——"对流平衡".

对流传能

现在需要推出在对流平衡态下温度梯度和总能量之间的关系. 为此需考虑运动元所传输能量的细节. 若一体元上升距离 dr,它的温度的过高量将表示为:

$$dT = \left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\frac{dP}{dr}\cdot dr - \frac{dT}{dr}\cdot dr = \Delta\nabla T\cdot dr$$

右端第一项是绝热温度梯度,第二项是实际温度梯度,并分别除以 dr.

$$\Delta\nabla T = \left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\frac{dP}{dr} - \frac{dT}{dr} \tag{5.72}$$

它表示实际温度梯度(绝对值)对绝热温度梯度的过剩值. 若以 $c_p\cdot\rho$ 乘之,则得每立方厘米内热能的过剩. 再以体元的速度 v 乘之,得每秒每立方厘米的能流:

$$H = \Delta\nabla T dr\cdot c_p\rho V \tag{5.73}$$

同样对向下运动的体元,上式也成立,因 dr 和 v 同时变号.

温度梯度的绝热近似

为了求出总能流和温度梯度的完整关系式，可写出：

$$H = H_{\text{辐射}} + H_{\text{对流}} \tag{5.74}$$

由简单数值估计得 $\Delta\nabla T \sim 2\times 10^{-10}$，而温度梯度 $\left|\frac{dT}{dr}\right| \sim \frac{T_0}{R}$ $\approx 3\times 10^{-4}$. 因此，在对流区，可忽略温度梯度过剩. 在对流区，可令温度梯度等于绝热温度梯度，由(5.72)式得：

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\frac{dP}{dr} \tag{5.75}$$

这便是对流平衡条件.

3. 物态方程

物态方程用来确定压力同温度、密度和化学组成之间的关系，它取决于：(1)恒星中心的状态是简并的还是非简并性的；(2)温度是否高到足以达到相对论性状态.

(1) 非简并等离子体

在恒星内部温度条件下，除了最重元素外所有元素都已电离，这时电子和离子间的距离远远大于它们的半径，(电子和裸核的半径约为 10^{-13} 厘米). 在此条件下理想气体的状态方程是成立的：

$$P = nkT \tag{5.76}$$

其中 n 是单位体积中的粒子数：

$$n = \frac{\rho}{m_{\rm H}}\left(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z\right) \tag{5.77}$$

物态方程为：

$$P = \frac{\rho kT}{m_{\rm H}}\left(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z\right) \tag{5.78}$$

其中 X、Y，Z 分别是以质量计的氢、氦和重元素的浓度。另外还要考虑辐射压 $P_R=\frac{1}{3}aT^4$(5.68)，于是非简并物质的物态方程为：

$$P_{总}=\frac{\rho kT}{m_H}\left(2X+\frac{3}{4}Y+\frac{1}{2}Z\right)+\frac{1}{3}aT^4 \quad (5.79)$$

(2)简并等离子体

单位体积内可能有的极大电子数是：

$$n_e=\frac{8\pi}{3}P_0^3/h^3 \quad (5.80)$$

P_0—— 费米(Fermi)动量．电子数密度亦可写为：

$$n_e=\left(X+\frac{1}{2}Y+\frac{1}{2}Z\right)\frac{\rho}{m_H}=\frac{1}{2}(1+X)\frac{\rho}{m_H} \quad (5.81)$$

因为 $X+Y+Z=1$.

这时电子所贡献的压力是：

$$P_e=\frac{1}{3}\int_0^{P_0}\frac{8\pi P^2}{h^3}PVdP \quad (5.82)$$

(i)在非相对论情况下 $V=P/m_e$，电子压力是：

$$P_e=\frac{8\pi}{15}\frac{P_0^5}{m_eh^3} \quad (5.83)$$

将(5.80)P_0 代入上式，n_e 以(5.81)代入，则得：

$$P_e=\frac{h^2}{20m_em_H}\left(\frac{3}{\pi m_H}\right)^{2/3}\left(\frac{1+X}{2}\rho\right)^{5/3} \quad (5.84)$$

(ii)在相对论情况下，$v\sim c$，方程(5.82)积分得：

$$P_c = \frac{2\pi c}{3h^3} P_0^4 \tag{5.85}$$

用同样方法消去P_0，我们得到：

$$P_c = \frac{hc}{8m_H}\left(\frac{3}{\pi m_H}\right)^{1/3}\left(\frac{1+X}{\rho}\right)^{4/3} \tag{5.86}$$

为了求得总压力需加上离子的压力贡献，但离子是非简并的，故可用：

$$P_I = \left(X + \frac{1}{4}Y\right)\frac{\rho kT}{m_H} \tag{5.87}$$

最后还要加上辐射压，所以总压力是

$$P_{总} = P_e + P_I + P_R \tag{5.88}$$

图 5.16 表示各种情况下物态方程，并标明太阳内部物态.

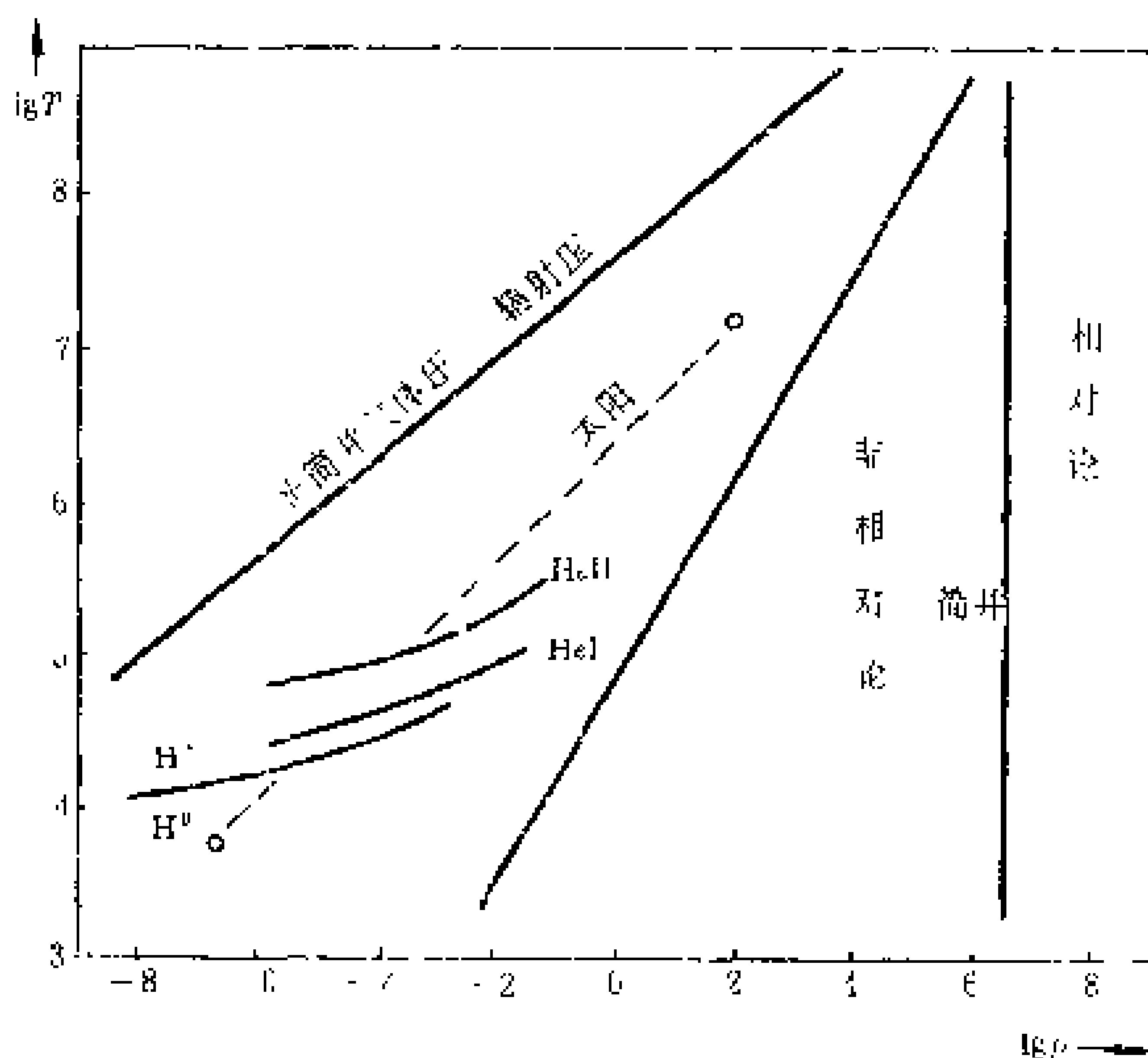


图 5.16 物态方程温度和密度关系

4. 不透明度

一般地说，光子与原子相互作用有以下三种方式造成光子被吸收：

a. 束缚 – 束缚吸收（原子吸收线），

b. 束缚 – 自由吸收（光致电离），

c. 自由 – 自由吸收（轫致辐射）

我们必须计算气体中每种粒子所发生的各种过程的作用截面，对于具体的原子，该参量称为原子吸收系数 α_ν. 为了求得质量吸收系数 κ_ν. 原子吸收系数需以粒子的丰富度为权重加以计算，这可求得在某一频率 ν 处每克恒星物质的不透明度. 进而计算平均吸收系数 $\overline{\kappa}$.

吸收的含义可以用经典的电磁理论加以讨论. 设想一电磁波碰上原子. 随时间变化的电磁场使得电子被加速、从而它以与电磁波相同频率振荡. 但是，被加速的电荷要辐射能量，所以为了加速它需要不断补充能量，电磁波正好是能源. 如果电子在原子中处于束缚态. 它得到的能量足够使它升高到更高的轨道，我们称此为发生束缚 – 束缚跃迁. 如果能量足以使电子移动到电离，则称为束缚 – 自由跃迁、或称光致电离. 如果一自由电子通过某一离子，且在非束缚轨道上运动，电子吸收电磁波的能量，该两粒子和光子的能量和动量守恒，结果电子移到相对离子而言更高能量的非束缚轨道上，这种情况称为自由 – 自由吸收.

从量子力学观点，一原子对电磁波的有限截面可用跃迁几率的概念来替代. 计算这些几率需用两个态的波函数，通常包括将波函数对全部空间进行数值积分.

原子中一电子具有某一径向坐标的几率是

$$\langle r \rangle = \int_V \psi_i r \psi_i^* dV \tag{5.89}$$

其中 i 表示电子的具体量子态 (n, j, l)，ψ_i 是该态的波函数．经典理论中，某荷电结构的偶极矩为

$$P=\int_{V} r\rho_c(r)dV \tag{5.90}$$

此外 ρ_c 是电荷密度．类似地在量子力学中有

$$\langle P_{ij}\rangle = e\int_{V}\psi_i r\psi_j dV \tag{5.90a}$$

其中 i 代表初态，j 代表终态．

在经典物理中，一偶极子单位时间内吸收或发射的能量正比于 $\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{P}$，该结果可用于量子力学中．经典的功率是

$$P_W \propto \nu^4 p^2 \tag{5.91}$$

因为吸收功率 P_W 恰好是每秒吸收的能量，每秒钟吸收的能量为 $h\nu$ 的光子数为

$$N_P \propto \nu^3 p^2 \tag{5.92}$$

但是，每秒所吸收的光子数应正比与一个光子被吸收的几率，它与碰撞截面成正比．因此，与频率有关的原子的截面由下式给出：

$$\alpha_\nu = 常数 /\nu^3 p^2 \tag{5.93}$$

一般说来，原子的吸收系数表现 ν^{-3} 的形式，而比例常数由偶极矩方程(5.90)式而求得．对于氢原子和类氢原子的束缚－自由吸收 $(b-f)$ 其结果为

$$\alpha_\nu^{b-f}(i,n)=\frac{64\pi^4 Z_i^4 m_e e^{10}}{3\sqrt{3}\,h^6 c}\ \frac{1}{n^5}\ S_{ni}^4 g_\nu^{b-f}(i,n)\left(\frac{1}{\nu^3}\right)$$

$$\alpha_\nu^{b-f}(i,n)=(2.815\times 10^{29})\frac{Z_i^4 S_{ni}^4 g_\nu(i,n)}{n^5\nu^3} \tag{5.94}$$

其中，i—电离态．

n — 电子的主量子数，

Z_i — 原子序数，

S_{ni} — 内电子所产生的屏蔽因子

$g_i(i, n)$ — 冈特因子

类似地可以求出类氢原子的自由－自由跃迁的吸收系数：

$$\chi'_\nu(i, p)dp = \frac{4\pi Z_i^2 e^6 S_{fi}^2}{3\sqrt{3}\ h\ C\ m_e^2 V(p)} g'\left(\frac{1}{\nu^3}\right)dn_e(p) \tag{5.95}$$

此处，原子的吸收系数依赖于碰撞电子的动量．如果动量分布服从麦克斯韦－玻耳兹曼统计，那末，对于自由－自由跃迁的原子吸收系数能对全部相碰电子求和，结合束缚－自由跃迁，氢的质量吸收系数可表示为

$$\kappa_\nu(\text{氢}) = \frac{32\pi^2 e^6 R e^{-X_0/kT}}{3\sqrt{3}\ h^3 c\, m_h \nu^3}\left(\sum_{n'}^{\infty} \frac{e^{-\varepsilon_n/kT}}{n^3}\bar{g}_n + \frac{\bar{g}_{ff} kT}{2X_0}\right) \tag{5.96}$$

此处　X_0 —— 氢的电离电势

R —— 气体常数

ε_n —— 第 v_n 能级的激发能

$\bar{g}_n, \bar{g}_{ff}$ —— 对频率求平均的冈特因子

k_ν 与频率有关，实际工作中要用某种对频率的平均值．最常用的罗斯兰德平均（Rosseland mean），即

$$\frac{1}{\bar{k}_\nu} = \frac{\int_0^\infty \left[\left(\frac{1}{k_\nu}\right)\partial B_\nu(T)/\partial T\right]d\nu}{\int_0^\infty [\partial B_\nu(T)/\partial T]\, d\nu} \tag{5.97}$$

其中 $B_\nu(T)$ 是普朗克函数．

现在简单介绍平均不透明度的近似表达式．虽然平均不透明

度的计算是数值计算的任务，其结果往往是某些变量 P、T、ρ 和 μ 的函数．在计算出详细的不透明度的数值表以前，为了研究恒星内部，往往采用近似表达式，它是由状态变量表达出来．除了有其历史意义外还可看到它与其他物理量的关系．一般所用的表达式有如下形式：

$$\overline{\kappa}=\overline{\kappa}_0\,\rho^n T^{-s}$$

$(a)\ n=1,\quad s=3.5$　　克雷默尔（Krämer）律　（5.98）

$(b)\ n=0.75,\ s=3.5$　　史瓦西不透明度

$(c)\ n=0\quad\ s=0$　　电子散射

其中 κ_0 取决于化学组成 μ．当不透明度主要是自由－自由吸收为主时，克雷默尔律是很好的表达式；史瓦西不透明度是束缚－自由吸收占重要位置时很好的表达式．至于电子散射可作如下理解，在恒星内部，高能相碰撞的光子散射是完全守恒的过程，在此过程中光子的能量可看作是不变的，其方向是改变的，因此光子在恒星内是或然游动．电子对光子的散射不是直接对光子吸收，但增加了气体的不透明度．首先是电子散射阻碍了光子流，改变了光子的流动方向；其次增长了光子的运行路程从而增加了光子被吸收的机会．典型的散射截面表示为

$$\sigma_0=\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2=6.652\times10^{-25}\text{厘米}^2 \qquad (5.99)$$

其中 $e^2/(m_e c^2)$ 是熟知的经典的电子半径．该截面就是汤姆森截面．通常以 σ_e 表示每克物质的电子散射系数，即

$$\sigma_e=\frac{\sigma_0 n_e}{\rho} \qquad (5.100)$$

其中电子密度可表示为

$$n_e=\frac{\rho}{m_H}\left\langle\frac{Z}{A}\right\rangle\approx\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{m_H}\right)(1+X) \qquad (5.101)$$

于是可得每克物质的电子散射截面:

$$\tau_e \approx 0.2004(1+X)\ \text{厘米}^2/\text{克} \leqslant 0.4\ \text{厘米}^2/\text{克} \qquad (5.102)$$

因此，恒星物质的极限散射系数总小于0.5厘米²/克. 应当指出，现代已有很好的数值表，它给出 $\kappa=\kappa(P、T、\rho、\mu)$. 为了实际工作需要，可查阅有关参考文献[5,9].

5. 能源

由前述(5.47)式 $\frac{dL_r}{dr}=4\pi r^2\rho\varepsilon$ 可知，在解此微分方程之前需要知道产能系数 ε. 本节给出产能的两种重要机制：引力收缩和核反应，进而给出 ε.

1. 引力收缩

历史上在认识到恒星的核能源之前将引力收缩看作是唯一的能源. 当恒星向外的压力不足以抵抗住引力向内的挤压时，恒星则收缩. 由能量守恒可知，恒星收缩势能减少而动能增加，成为恒星发光的源泉. 我们可计算随着势能的减少而热能的增加. 设热能为 ，引力势能为Ω. 距恒星中心 r 处单位质量的热能为 $-\frac{GM_r}{r}$，质量为 dM_r 的壳层的热能为 $-\frac{GM_r dM_r}{r}$. 对整个恒星则有

$$\Omega=-\int_0^M \frac{GM_r}{r}\,dM_r \qquad (5.103)$$

现在求 的表达式，理想气体每个粒子的动能为 $\frac{3}{2}kT$. 对全部粒子求和可得恒星的总动能(热能)，当然要考虑不同粒子的温度不同:

$$=\int_{\text{星}} \frac{3}{2}kT\,dN \qquad (5.104)$$

其中 dN 是温度为 T 的壳层内的粒子数，即

$$dN = \frac{dM_r}{\mu m_H} = \frac{4\pi r^2 \rho dr}{\mu m_H}$$

因此，

$$= \int_0^R \frac{3}{2} kT \frac{4\pi r^2 \rho dr}{\mu m_H} = \frac{3}{2} \int_0^R \rho 4\pi r^2 dr \qquad (5.105)$$

利用流体静力学平衡方程

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2} \rho \qquad (5.106)$$

将(5.105)式分部积分得

$$= \frac{3}{2} \left[\frac{4\pi}{3} r^3 P \right]_{\text{中心}}^{\text{表面}} - \frac{3}{2} \int_{P_c}^{0} \frac{4\pi}{3} r^3 dp$$

在恒星表面 $P=0$，而在中心 $r=0$，所以上式的方括号项为零。上式积分项利用(5.106)式可改写为下式

$$= \frac{3}{2} \int_0^R \frac{4\pi}{3} r^3 \cdot \frac{GM_r \rho}{r^2} dr = \frac{1}{2} \int_0^M \frac{GM_r}{r} dM_r$$

$$= -\frac{\Omega}{2} \qquad (5.107)$$

或者写为

$$2 \quad + \Omega = 0 \qquad (5.108)$$

这正是维里定理。

恒星收缩时势能改变 $\Delta\Omega = -2\Delta$ 。这就是说，势能减少 $\Delta\Omega$，不仅增加热量 Δ ，而且还要通过辐射释放 Δ 这样多的能量。换言之，恒星收缩时产生的能量一半用于升高温度，另一半辐射掉。

假若恒星（太阳）能源是引力收缩，它能维持多久？设太阳 t_0 时，半径为 R_0，势能为 $\Omega = -\int_0^M \frac{GM_r}{r}dM_r$，取平均值，该积分为

$$\Omega(R_0) \approx \left(\frac{GM_r}{r}\right)_{平均} \cdot M$$

若设

$$\left(\frac{GM_r}{r}\right)_{平均} \approx G\frac{\frac{1}{2}M}{\frac{1}{2}R_0} = G\frac{M}{R_0}$$

于是

$$\Omega(R_0) = -\frac{GM^2}{R_0}$$

类似地，现在太阳的势能是

$$\Omega(R_\odot) = -\frac{GM^2}{R_\odot}$$

因此，引力势能的变化为

$$\Delta\Omega \simeq -GM^2\left(\frac{1}{R_\odot} - \frac{1}{R_0}\right)$$

设太阳的光度 $L_\odot$ 自 t_0 至今是恒定的，可求出 t_0 距现在 t_p 之间隔（可对比（5.47）式的结果）：

$$t_p - t_0 \sim -\frac{\frac{1}{2}\Delta\Omega}{L_\odot} \approx \frac{1}{2}\frac{GM^2}{R_\odot L_\odot} \approx 2\times10^7年$$

由地质学可知，地球的年龄为几十亿年，太阳至少与地球同龄，

即使在某一时期引力收缩是重要能源，仍必须寻求更重要的能源.

II. 核聚变过程

当两个核相互作用时，它们以足够的动能相撞以克服两者间的静电斥力，其库仑能是

$$Z_1'Z_2'e^2/d$$

其中 Z_1'、Z_2'是考虑电子屏蔽后的核的有效电荷，d 是两核的间距，它大约为 $1.1\times10^{-13}A^{\frac{1}{3}}$ 厘米. A 为核的质量数. 因此库仑能

$$E_{库}=2.1\times10^{-6}\frac{Z_1'Z_2'}{A^{1/3}}\text{尔格}$$

$$=\begin{cases}2\times10^{-6}\text{尔格（一对氢核）}\\2\times10^{-4}\text{尔格（一对铁核）}\end{cases}$$

恒星内部温度为 $T=10^7$ K时，由粒子的动能为 $\frac{3}{2}kT$，知每个粒子的动能为 2×10^{-9} 尔格，该能量仅占一个质子克服另一质子势垒的千分之一. 但由量子力学的隧道效应，穿透率与因子 $e^{-Z_1'Z_2'}$ 有关，它随着相互作用粒子的原子量的增加而迅速下降.

（1）核燃料氢

两个氢核相碰是p－p链的起点，四个氢核经过p－p链产生一个氦. CNO循环也使四个氢聚变为一个氦. 首先计算核反应的产能.

由爱因斯坦质能关系 $\Delta\varepsilon=\Delta mc^2$，我们有 $4m_{H}=4.0300$AMU，$1m_{He}=4.00130$AMU，$\Delta m=0.02870$ AMU. 于是

$$\Delta\varepsilon=4.283\times10^{-5}\text{尔格}=26.73\text{ MeV（百万电子伏）}$$

为维持太阳的光度 $L_{\odot}$ 每秒需要的核反应数为

$$\frac{3.8\times10^{33}\text{尔格}\cdot\text{秒}^{-1}}{4.28\times10^{-5}\text{尔格/转换}}=0.89\times10^{38}\text{转换/秒}$$

其结果是每秒消耗 3.6×10^{38} 氢核，太阳中有 1.2×10^{57} 氢核，由此推算，太阳可维持现在的光度延至 10^{11} 年．现在太阳的年龄约为 4.5×10^{9} 年，它的氢燃料仅消耗了百分之五．

（2）p－p 链

p－p 链反应过程如下：

$${}_1H^1+{}_1H^1 \longrightarrow {}_1H^2+\beta^++\nu \qquad 0.16\,(0.26) \qquad (5.109)$$

$$\beta^++\beta^- \longrightarrow \gamma \qquad 1.02 \qquad (5.110)$$

$${}_1H^1+{}_1H^2 \longrightarrow {}_2He^3+\gamma \qquad 5.49 \qquad (5.111)$$

$${}_2He^3+{}_2He^3 \longrightarrow {}_2He^4+2\,{}_1H^1 \qquad 12.86 \qquad (5.112)$$

释放能量为 $E=2(0.16+1.02+5.49)+12.86=26.20$ MeV．括号内的数是中微子携带走的能量．

当氦与氢的数量差不多，且温度超过 1.4×10^7 K 时，(5.112) 式由更常出现的下式代替：

$${}_2He^3+{}_2He^3 \longrightarrow {}_4Be^7+\gamma \qquad (1.59\ \text{MeV}) \qquad (5.113)$$

${}_4Be^7$ 又同电子或质子发生反应：

$${}_4Be^7+\beta^- \longrightarrow {}_3Li^7+\nu \qquad 0.06\,(0.80)$$

$${}_3Li^7+{}_1H^1 \longrightarrow 2\,{}_2He^4 \qquad 17.35$$

或者

$${}_4Be^7+{}_1H^1 \longrightarrow {}_5B^8+\gamma \qquad 0.13$$

$${}_5B^8 \longrightarrow {}_4Be^8+\beta^++\nu \qquad 10.78\,(7.2)$$

$${}_4Be^8 \longrightarrow 2\,{}_2He^4 \qquad 0.095$$

He^4 产生率和产能率如图 5.17 所示，在低温时，He^4 趋于零，高温时 He^4 趋于 2，以 He^3+He^3 为终结的速率取为 1，即 $T=10^7$ K 时所对应的值．

（3）CN 循环和 CNO 循环

CN 循环反应与释放能量如下列各式：

$${}_1H^1+{}_6C^{12} \longrightarrow {}_7N^{13}+\gamma \qquad 1.94 \qquad (5.114)$$

$${}_7N^{13} \longrightarrow {}_6C^{13}+\beta^++\nu \qquad 1.51\,(0.71)$$

$${}_1H^1+{}_6C^{13} \longrightarrow {}_7N^{14}+\gamma \qquad 7.55 \qquad (5.115)$$

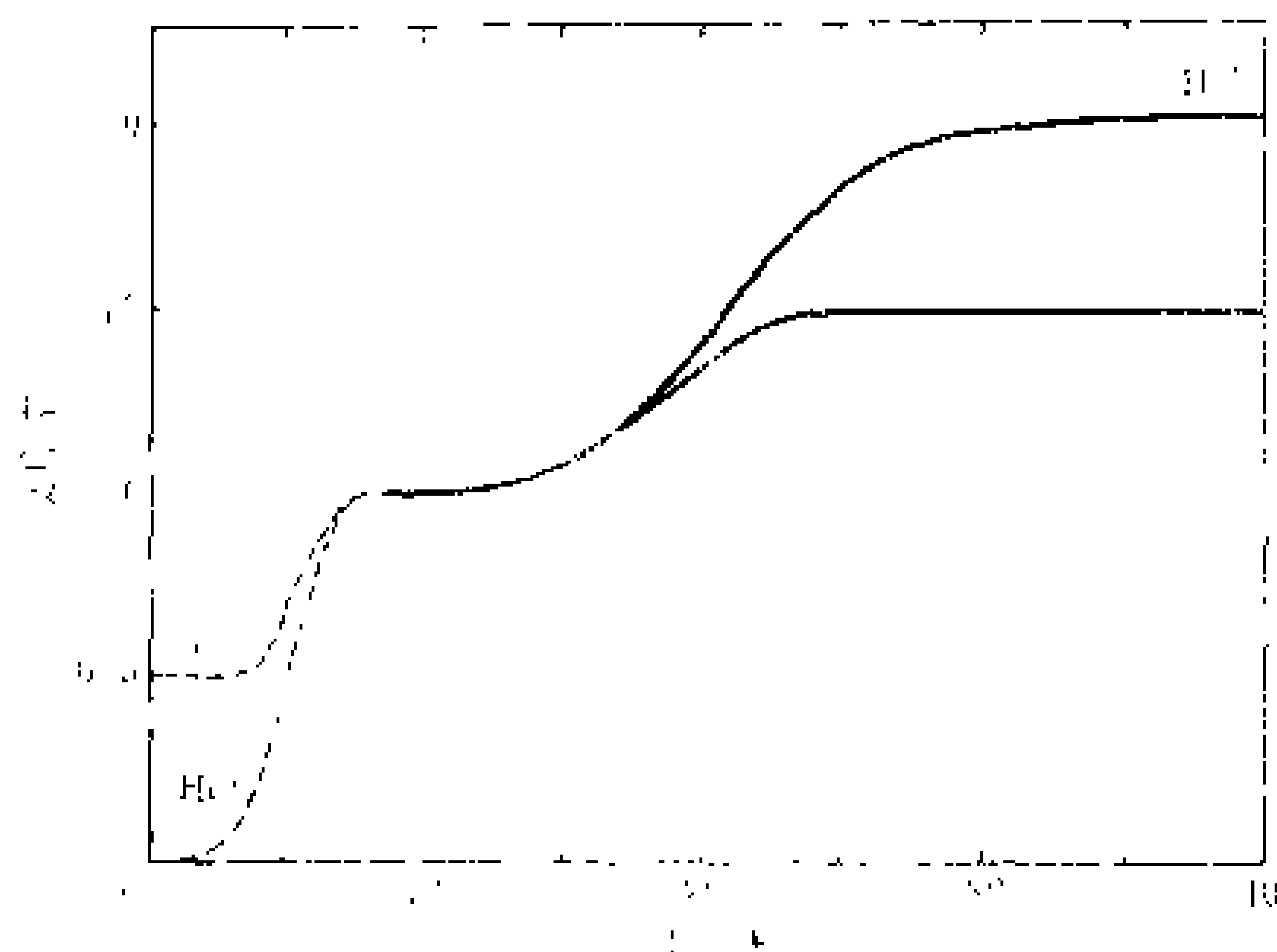
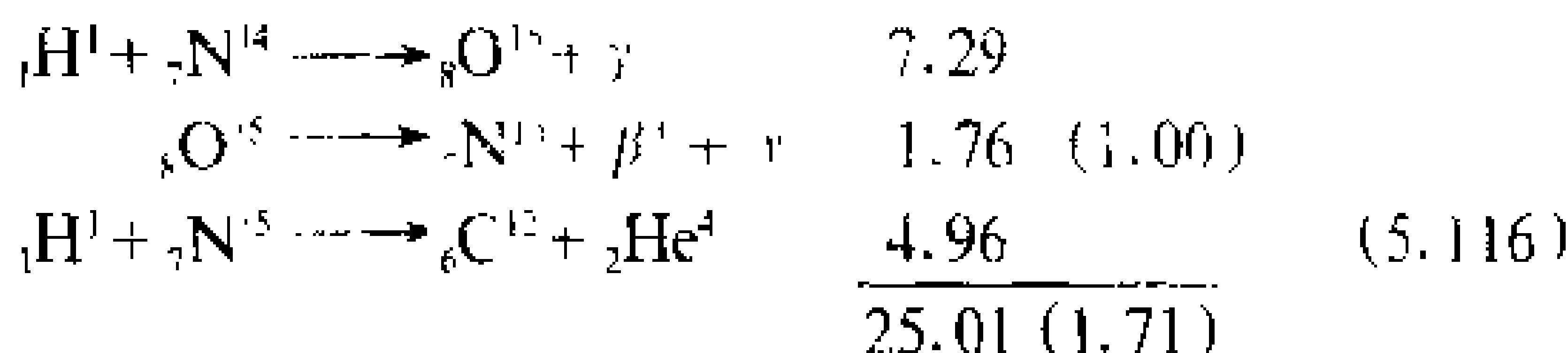
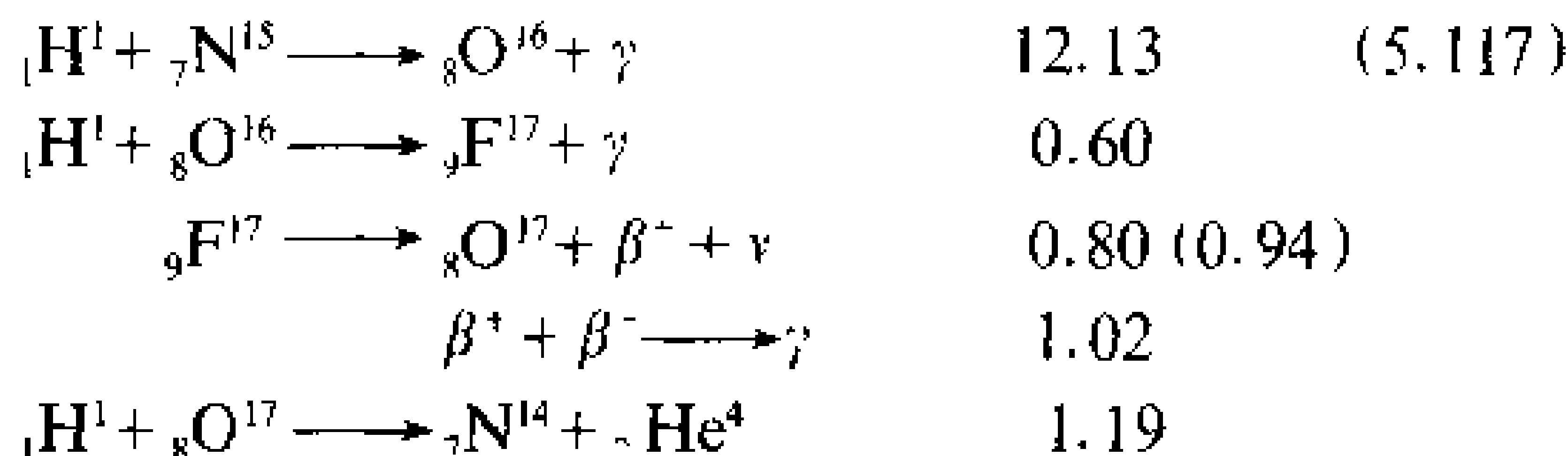


图5.17 p－p反应的产能率和He^3的产生率，计算中取$X=0.70$，$Y=0.30$



$$
\begin{array}{llll}
{}_1H^1+{}_7N^{14}\longrightarrow {}_8O^{15}+\gamma & 7.29 & & \\
{}_8O^{15}\longrightarrow {}_7N^{15}+\beta^{+}+\nu & 1.76\ (1.00) & & \\
{}_1H^1+{}_7N^{15}\longrightarrow {}_6C^{12}+{}_2He^4 & \underline{4.96} & & (5.116)\\
 & 25.01\ (1.71) & &
\end{array}
$$

结果是4个氢聚变为氦．C^{12}纯粹是媒介，中微子带走百分之六的能量．当温度低于10^7 K时，只产生CN循环的头三个反应，每次仅产生11.0 MeV能量，占总循环的40%．当温度高于1.7×10^7 K时，(5.116)式由下列各式替代：



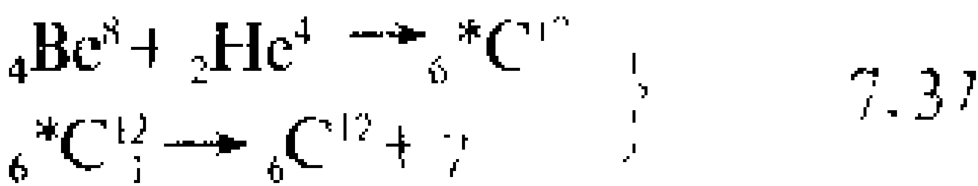
$$
\begin{array}{lll}
{}_1H^1+{}_7N^{15}\longrightarrow {}_8O^{16}+\gamma & 12.13 & (5.117)\\
{}_1H^1+{}_8O^{16}\longrightarrow {}_9F^{17}+\gamma & 0.60 & \\
{}_9F^{17}\longrightarrow {}_8O^{17}+\beta^{+}+\nu & 0.80\ (0.94) & \\
\beta^{+}+\beta^{-}\longrightarrow\gamma & 1.02 & \\
{}_1H^1+{}_8O^{17}\longrightarrow {}_7N^{14}+{}_2He^4 & 1.19 &
\end{array}
$$

从(5.114)式开始的反应包括形成He^4两个分支，故称为CNO双循环．

(4) 三α反应



当温度近于或高于 10^8 K，α 核可分两步结合为 C^{12}，



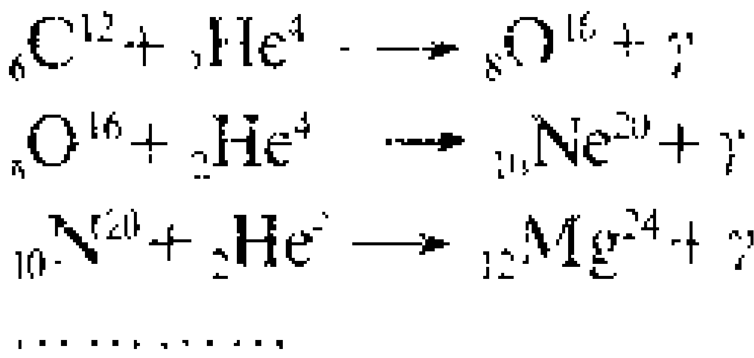
$$_2He^4 + {}_2He^4 \longrightarrow {}_4Be^8 - \gamma \qquad -0.095 \qquad (5.118)$$

$$\left.\begin{aligned} &{}_4Be^8 + {}_2He^4 \longrightarrow {}_6{}^*C^{12} \\ &{}_6{}^*C^{12} \longrightarrow {}_6C^{12} + \gamma \end{aligned}\right\} \qquad 7.37$$

星号表示激发核，它可衰变到基态并释放光子，第一步因 Be^8 比两个 He^4 质量稍大些，故吸热，总的释放能量是 7.37 − 0.095 = 7.27 MeV .

(5) 其他核反应

一旦 He^4 产生后，通过增加 α 粒子还可发生一系列核反应：



$$_6C^{12} + {}_2He^4 \longrightarrow {}_8O^{16} + \gamma$$

$$_8O^{16} + {}_2He^4 \longrightarrow {}_{10}Ne^{20} + \gamma$$

$$_{10}N^{20} + {}_2He^4 \longrightarrow {}_{12}Mg^{24} + \gamma$$

…………

核的总质量是构成该核的质子和中子的质量和加上结合能（引力能的负值），各种核的势能如图 5.18 所示．核的质量数由 1 到 56 时，势能值变得更负，核更稳定．由轻核聚变为更重的核时是

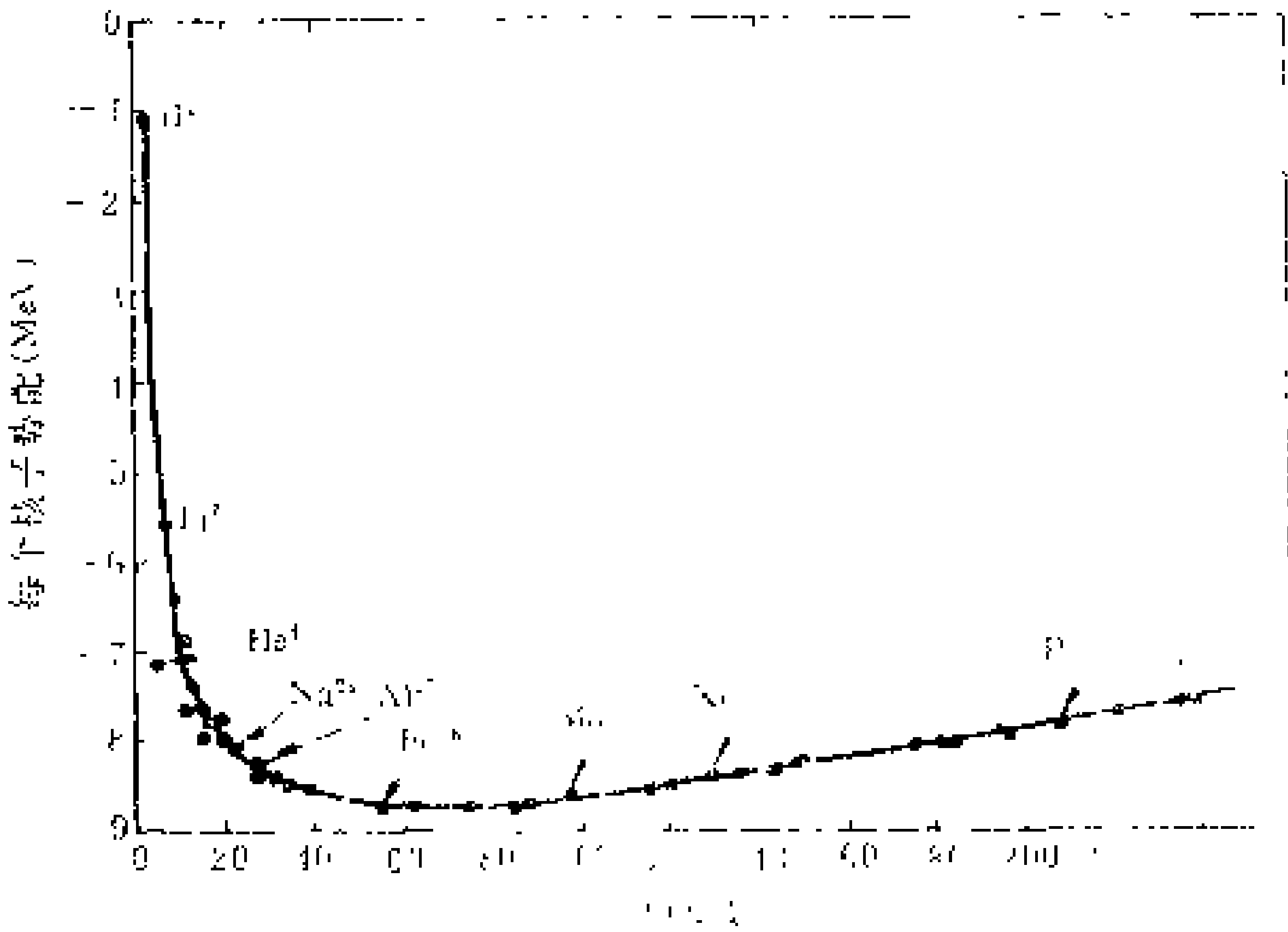


图 5.18 稳定核或近乎稳定核的势能

释放能量．但超过56后，不是聚变而是裂变．反应中不释放能而是吸收能量．

当温度很高时，铁族元素裂变为He^4和中子，这些反应吸收能量，星核要迅速塌缩，这正是超新星爆发的触发机制．

III．产能率

产能率ε系每克恒星物质每秒钟所产生的有效能量（扣除中微子携带走的部分能量），它可表示为每个反应链或循环之和，即：

$$\varepsilon=\sum\frac{\text{有效产能}}{\text{反应}}\times\frac{\text{反应}}{\text{厘米}^3\cdot\text{秒}}\times\frac{\text{厘米}^3}{\text{克}}\qquad(5.119)$$

第一项前节刚讨论过，最后一项是密度的倒数ρ^{-1}，第二项是每秒每立方厘米内发生的反应数，可表示为：

$$\frac{\text{碰撞数}}{\text{厘米}^3\cdot\text{秒}}\times\text{穿透势垒的几率}\times\text{每次穿透时的蜕变几率}$$

最后一个因子是因为两个核穿透碰撞时形成的复合核不一定是所需要的核而是其他核，它可蜕变为其他粒子．前两个因子依赖于这些粒子的动能，即依赖于温度，第一个因子取决于组成，即可写为：

$$\frac{\text{碰撞数}}{\text{厘米}^3\cdot\text{秒}}\propto(X_1\rho)(X_2\rho)$$

联想到(5.119)式中含有ρ^{-1}，于是得

$$\varepsilon\propto\rho X_1X_2\cdot f(T)$$

还要考虑电子对核的屏蔽因子(electron screening factor)，即

$$f_{a,b}=\exp\left(0.188Z_aZ_b\zeta^{\frac{1}{2}}\rho^{\frac{1}{2}}/T_6^{3/2}\right)$$

在大多数情况下，也可写为

$$f_{a,b}\approx1+0.188Z_aZ_b\zeta^{\frac{1}{2}}\rho^{\frac{1}{2}}/T_6^{3/2}$$

其中a、b标志实际反应中的核，$T_6=T\times10^{-6}$，

$$\zeta=\sum_{Z}\frac{Z^2+Z}{A_Z}X_Z\approx\frac{1}{2}(3+X)\quad(\text{对于小}Z\text{值}).$$

$f_{a\,b}$ 可查表，它是 ρ 和 T 的函数.（参见 D. D. Clayton，1968，principles of stellar Evolution and Nucleosynthesis）.

有时将产能率表示具体化. 对于p－p链:

$$\varepsilon_{pp}=2.36\times10^6X^2\rho T_6^{-2/3}\exp(-33.81/T_6^{1/3})\psi f_{pp}\times(1+0.0123T_6^{1/3}+0.0109T_6^{2/3}+0.00095T_6)\ \text{尔格}\cdot\text{克}^{-1}\cdot\text{秒}^{-1}$$

其中 $\psi(T)$ 亦可查表.

对于CN循环:

$$\varepsilon_{CN}=7.21\times10^{27}\times X_{CN}\rho T_6^{-2/3}\exp(-152.31/T_6^{1/3})f_{CN}\ \text{尔格}\cdot\text{克}^{-1}\cdot\text{秒}^{-1}$$

其中 X_{CN} 是 N^{14} 的丰富度.

对于 3α 反应更依赖于温度，当 $T\sim10^8$ K 时，ε 近似为:

$$\varepsilon_{3\alpha}\simeq4.4\times10^{-8}Y^3\rho^2T_8^{40}f_{3\alpha}\quad\text{尔格}\cdot\text{克}^{-1}\cdot\text{秒}^{-1}$$

其中 Y 表示氦丰度.

§5.8 各种质量恒星的演化

决定恒星特性的两个主要因素是恒星的初始质量和化学组成. 由观测可知，恒星的质量范围是 $0.1\,M_\odot$ — $60\,M_\odot$.

质量小于 $0.08\,M_\odot$ 的天体靠自身引力不能压缩它的中心区达到足够高的温度，从而使氢点火；因而它们不能靠核反应产能而自身发光，这种天体，如木星，不称为恒星.

大于 $60\,M_\odot$ 的天体，由自身引力压缩它的中心达到高温，在如此条件下，辐射压开始大大超过物质压（辐射压与 T^4 成正比，物质压仅与 T 成正比）. 超大质量星一般是不稳定的，目前还未发现.

恒星的初始化学组成可用某些方法获得. 最直接的方法是分析恒星光球的谱线，假定恒星光球与其内部未进行充分的混合，因此光球的化学组成是它的原始组成. 这一假定对大部分恒星是合适的，但有的恒星似乎已发生了混合，例如 S 型星含有锝，锝的同位素的半寿命只有几百万年，它可能是较近期内在内部形成后而上升到光球大气的. 对于 R 型和 N 型星，它们有反常高的碳元素.

由正常星及其周围物质的研究表明，大部分星最初含有 70% 氢(以质量计)，28% 为氦，重元素的比例差别较大，太阳型星为 2 — 3%；球状星团中的星是 0.01 — 0.1%；富重元素的星(诸如太阳)称为星族 I；贫重元素的星称为星族 II. 星族 I 的星认为是晚期形成的，星族 II 认为是早期形成的. 有的天文学家提出星族 III，是最早形成的，也许重元素是零？！

恒星的一生是从氢和氦占统治地位情况下度过的. 现在宇宙中氢和氦占绝对优势. 这说明宇宙是由极高温度下开始的，在高温下，宇宙中物质有更多粒子，亦即有更简单的象氢和氦这样的元素.

由以上讨论可知，太阳不论在化学组成上还是在质量上，它都居于中位. 它的重元素已很丰富但又不是丰富到极端星族 I，太阳质量不大但又很正常，因为银河系中低质量星多于高质量星，太阳的年龄也是居中的.

1. 理论 $H-R$ 图

恒星的很多性质借助它在理论$H-R$ 图上的位置加以讨论是十分方便的. 理论 $H-R$ 图是光度 L 和有效温度 Te 的关系图. 大部分星当把它们画在此图上时，都落在主星序上(图 5.19). 主星序上的星化学组成是均匀的，在其核心将氢聚变为氦. 恒星在主星序上宁静地稳定地发光并度过它一生中大部分时间，所以大部分恒星很易观测到，并推算出它们的光度 L 和有效温度 Te，

图5.19 主序星在理论H-R图上的位置

这些星都位于主星序.

2. 主序星的特性

主星序的星的两个重要特性是：化学组成均匀和核心氢燃烧为氦. 那末是什么因素可区分位于主星序上的星呢？亦即什么原因使一些星位于主星序的一部分位置、另一部分占据另外的位置？不同的化学组成（重元素的轻微差别）使得主星序星的位置略有差别，但根本差别的原因是它们的质量. 大质量星耗费能量比小质量星要快一些. 恒星由辐射耗散能量，其光度与质量的四次方成正比：$L \propto M^4$.

光子在太阳中传输所需的或然步数 $N = \frac{3R_{\odot}^2}{l^2}$，$l$ 是光子自

由程($l \sim 0.5$ 厘米)．一光子或然步行通过距离 $R_\odot$ 所需的时间 $t=3R_\odot^2/lc$，因为 $t=\frac{Nl}{c}=\frac{3R_\odot^2}{lc}$．所以 $L_\odot$：

$$L_\odot=\frac{\text{体积}\times\text{单位体积辐射能量}}{\text{通过 } R_\odot \text{ 所需或然运行时间}}$$

$$=\frac{(4\pi R_\odot^3/3)(aT^4)}{3R_\odot^2/lc}=3.90\times10^{33}\text{ 尔格/秒}$$

同样用于恒星，得

$$L=\frac{\left(\frac{4\pi}{3}R^3\right)(aT^4)}{3R^2/lc}$$

其中 T 是恒星内部平均温度，R 是恒星半径，l 是光子或然步的自由程．为了求质－光关系，需要借助 M 和 R 表示 T 和 l．此处我们只对比例关系感兴趣．对于主序星，l 可表示为：

$l\propto T^{3.5}/\rho^2$　　低质量和中等质量的星

$l\propto\frac{1}{\rho}$　　大质量星

其中 ρ 是平均密度．在高温时，电子从原子中剥落，不透明度主要是电子散射，因此 l 与 ρ 成反比；低温时，l 与 ρ^{-2} 成比例．由恒星结构方程的量纲分析得

$$\rho\propto\frac{M}{R^3},\quad P\propto\frac{GM^2}{R^4}$$

其中 P 是总压力．在主星序上我们可取 P 为气体的压力．只对大质量星辐射压才占优势．因此可采用如下关系：

$P\propto\rho T$　　低至高质量星

$P\propto T^4$　　非常高质量星．

利用已有公式可得如下质－光关系式：

$L\propto M^{5.5}/R^{0.5}$　　低、中等质量星

$L\propto M^3$　　高质量星

$L\propto M$　　非常高质量星

在星核燃烧氢对低和中等质量的星，$M \propto R$．因此可取 $L \propto M^5$．非常高质量的星又很稀少，因此取 $L \propto M^4$ 对主星序来说是较好的近似．$L \propto M^4$ 意味着 10 $M_\odot$ 的星每秒辐射的能量是 1 $M_\odot$ 的星的 10^4 倍．10 $M_\odot$ 星储存能量大约是 1 $M_\odot$ 星的 10 倍，因此它在主星序上的年龄仅是 1 $M_\odot$ 星在主星序上的寿命的千分之一，约 10^7 年．更普遍地说，因为能量存储 $E \propto M$，而 $L \propto M^4$，于是可知寿命 $t \propto M^{-3}$．

粗略地说，主序星半径 R 正比于质量 M，所以利用以下关系式可推出有效温度 Te：

$$R \propto M, \qquad L \propto M^4, \qquad L = 4\pi R^2 \sigma Te^4$$

$$Te \propto M^{\frac{1}{2}}$$

因此，恒星质量越大，半径越大，光度越大，表面温度则越高．这便解释了理论 $H-R$ 图上主星序是一斜对角带．高质量主序星比之低质量的主序星其本质上是更亮更蓝．某给定质量的星当它位于主星序上时，它的体积最小，因此，主序星亦称为**矮星**，当然不能与白矮星相混淆，白矮星不是正常星（见第六章）．

当恒星消耗掉它核心的氢时，会发生什么情况呢？虽然其细节取决于我们是谈低质量星或是大质量星，但核心问题有相同之处．中心课题是当恒星为克服自身引力向内的挤压和向外不断发出辐射时，其内部核燃料不断耗尽的问题．

3. 低质量星的演化

(1) 由主序上升到巨星支

我们先讨论类太阳的低质量星．当星核的氢耗尽后，热仍继续发出，由于无核燃料补充这一亏损，核心便收缩，由此引起核心和核心上的层加热，结果在氢变为氦的星核之外的壳层又燃烧氢（见图 5.20）．

由于氦未燃烧，它损失能量便继续收缩，这种收缩又使壳层中由氢变为氦的“灰烬”更多地进入星核．这种缩小使得星核界面

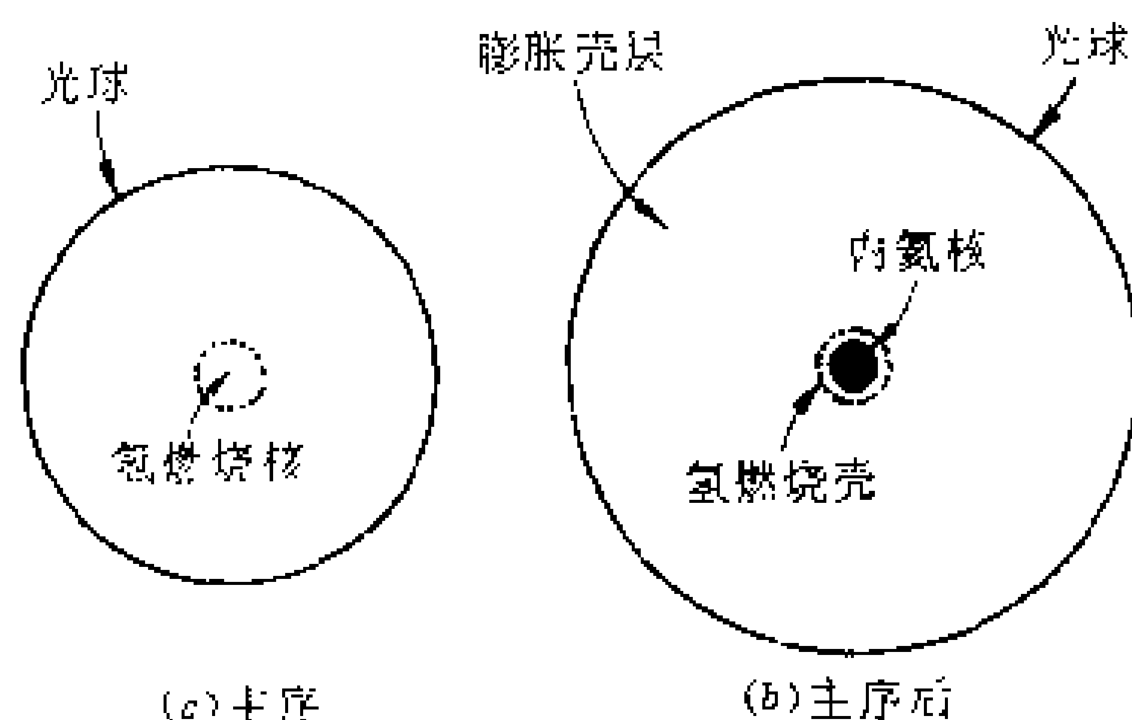


图 5.20 主序星和主序后星的结构

处的引力越来越强，氢燃烧的壳层受到越来越强的引力，但它受到的压力仍等于它上面的柱体中的物质的重量．该压强因此力图增强以抗衡增大了的星核的引力．压力的增加对理想气体既可增加密度或升高温度，事实上，壳层中两者都增加了，这便提高了氢的燃烧速率．

由于燃烧层的光度与星核和表层之间中间层损失能量有一定差异，这种差异使得中间层膨胀，增大了半径．对于给定的光度 L，由 $L=4\pi R^2\sigma Te^4$ 可看出，R 增大必然降低 Te．因此主序后的星在 $H-R$ 图的演化是从主序移向右端．由矮星进入到亚巨星，由于表层的膨胀和变冷便呈红色．但红星的 Te 不能无止境地降下去，林忠四郎等研究指出，光球阻止随着温度下降而光子迅速地渗出，因此，亚巨星在 $H-R$ 图上几乎垂直上升到巨星支．随着红巨星光度的增加，辐射耗散变得不稳定，红巨星的包层发生对流(见图 5.21)．当红巨星核心再收缩时，温度可高达 10^8 K，于是氦点火燃烧为碳，由 3α 过程完成(参见 §5.7 节)．

(2) 氦闪和降到水平支

低质量星核心氦的点火发生在简并条件下；因此它缺少主序星核心氢燃烧时的安全阀的特性，亦即温度稍微升高将导致压力

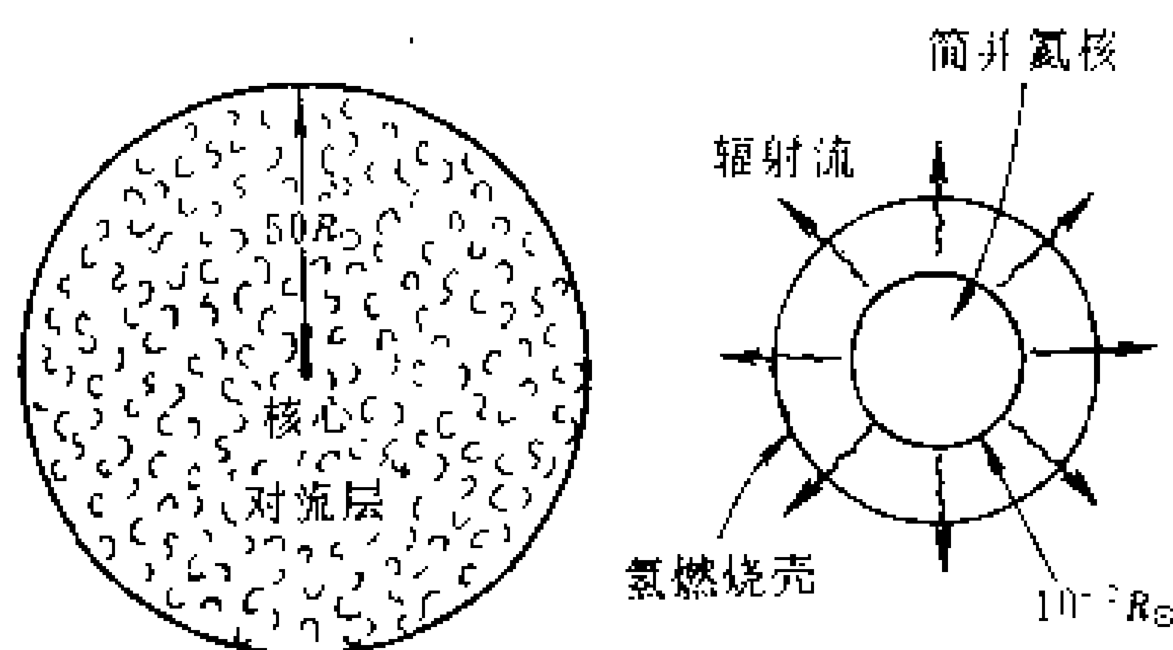


图 5.21　红巨星的结构示意图. 左端为由核心至光球的总体，右边表示放大了的星核，星核包含了总质量的一半，体积却仅占 10^{-8}

改变，从而降低温度. 但红巨星的压力升高是由于简并效应，不是由于热运动；因此，星核的温度升高导致更多的核能产生，即

温度升高→更多核能产生→温度更高……

于是产生"氦闪"(Helium flash). 计算表明，氦闪时温度升高到足以改变简并态，正常气体压又超过简并压，星核又膨胀，膨胀的结果降低了星核边界处的引力，从而减弱了燃烧氢的壳层，尽管此时恒星有两个核能源——核心的氦燃烧和壳层中的氢燃烧，但壳层变弱，实际的光度较之以前反而降低. 光度的下降使红巨星难以呆在红巨星处，于是收缩且光度本质上变得较暗(见图 5.22).

氦闪后，星核成为正常的(非简并)氦等离子体，它稳定地聚变为碳. 星核周围是燃烧氢的壳层，其强度取决于层外包层的质量大小. 这种核心燃烧氦，壳层燃烧氢的状态称为水平支(图 5.23). 水平分支在 $H-R$ 图上的位置既依赖于星的初始质量又依赖于它在红巨星阶段时质量损失的多少.

(3)升到渐近巨星支(AGB)

当水平分支核心的氦燃尽时，将会发生什么现象呢？(氦燃烧为碳和氧). 显然，核心必然收缩，从而升高外层的压力和温度. 核心外层氦点火，氢则在此之外层燃烧，现在恒星处于双壳

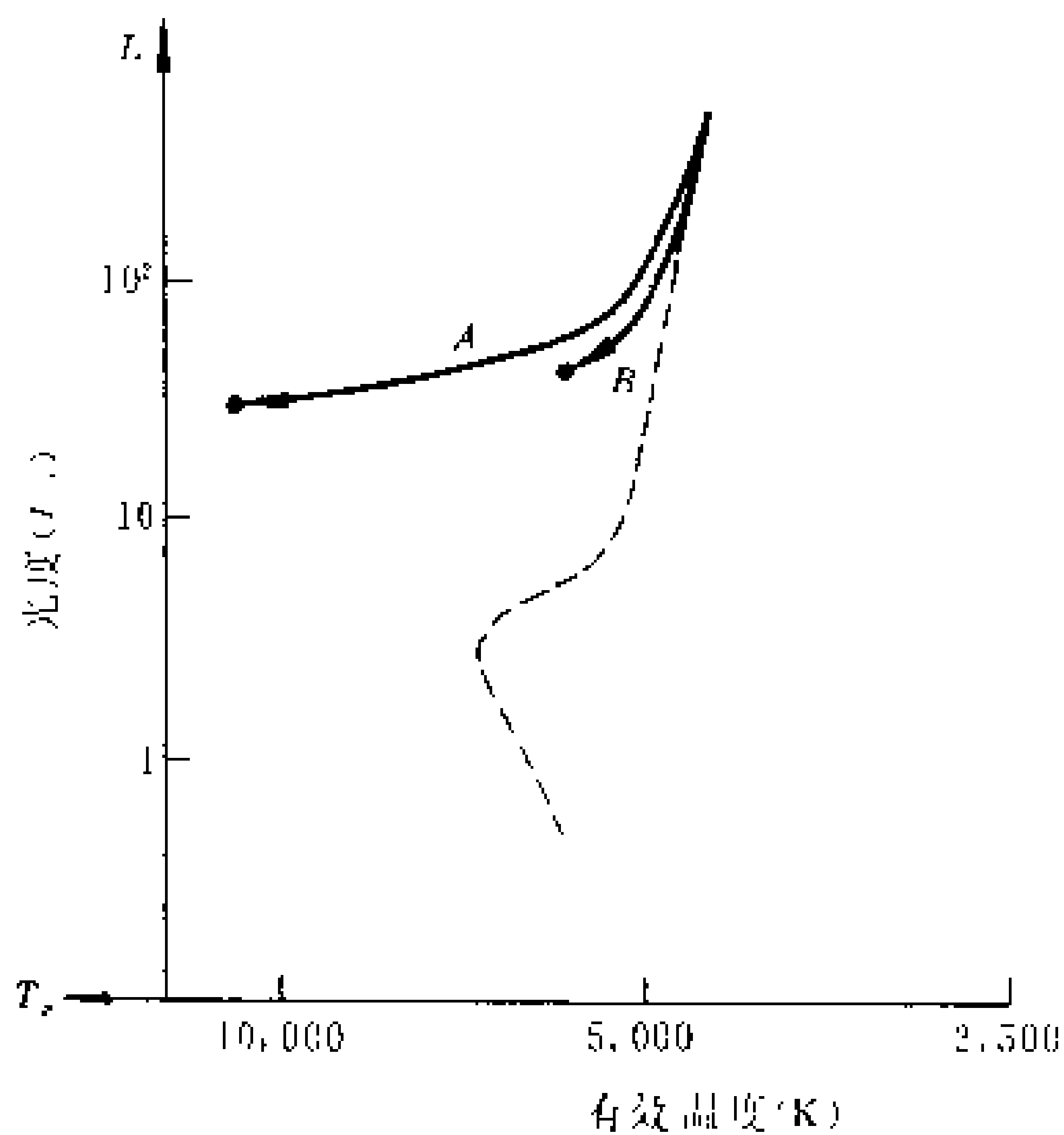


图5.22 红巨星降至水平分支星
A 相应于大质量损失；
B 表示小质量损失

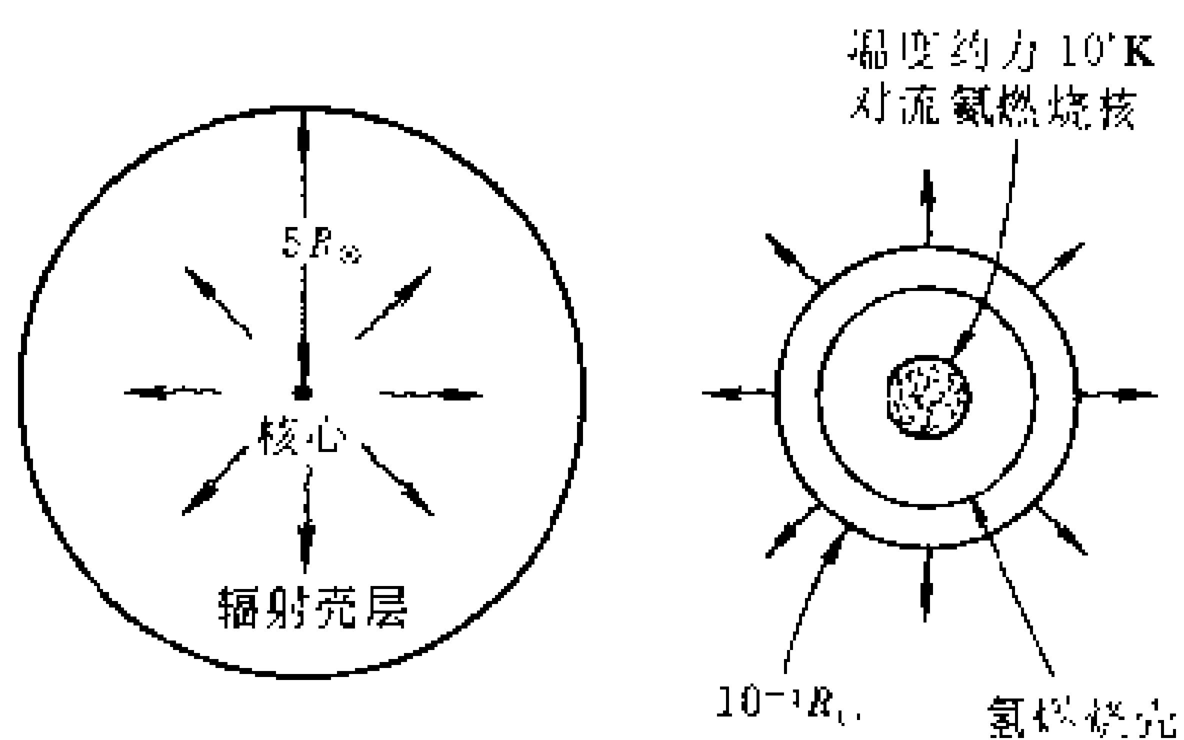


图 5.23 水平分支星的结构
左为从核心到光球的整体；
右为放大了的核心区

层燃烧阶段. 最里边的碳－氧核心的质量继续增加，并继续收缩. 由于双壳层燃烧产能而增加光度，外部包层发生膨胀，恒星又上升到红巨星分支，这种双壳层产能相称为熟知的渐近巨星支(简称 AGB)，图 5.24 是它的结构图. 由于星核收缩再次发生电子简并. 假若将它的包层剥去，其星核现在是一颗热的碳－氧白矮星. 但是，现在简并核的质量比以前要大，因又增加了另外一些灰烬，所以它的半径更小，而重叠的壳层却变得更大，从而光度更大. 在双层燃烧的结束阶段便形成超巨星. 在如此巨大的能量消耗的情况下，它生存的时间不会太久.

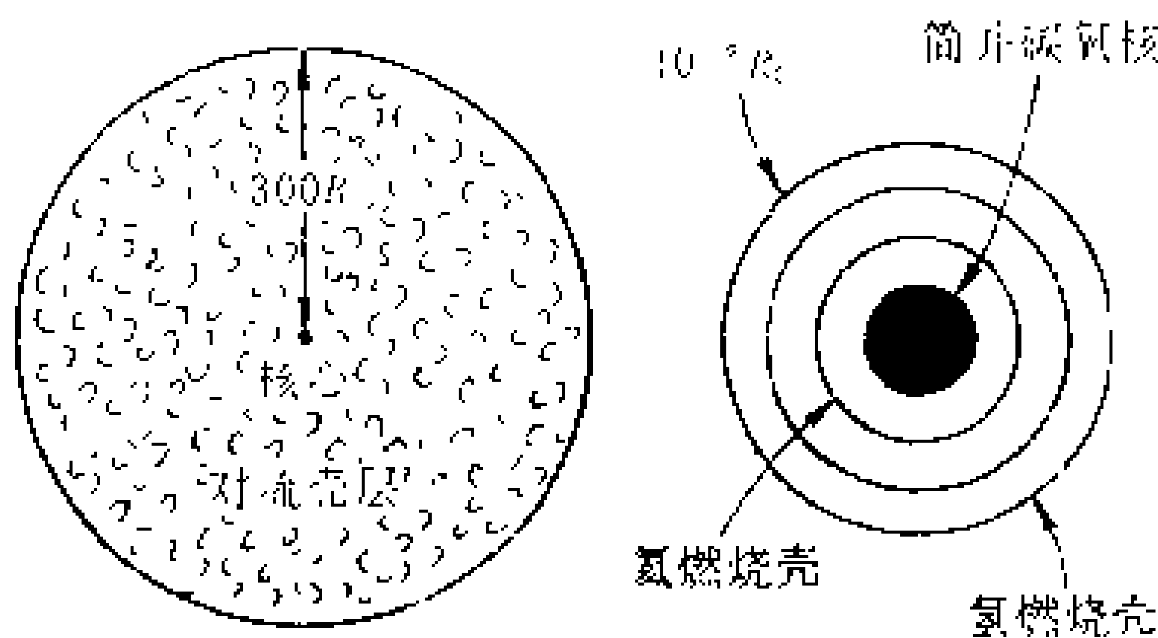


图 5.24 AGB 星的结构
左边是从核心到大气的总体图
右边为放大了的核心周围区域的结构

恒星演化到这一晚期阶段，到底如何演化，从理论上来说是十分不肯定的；某些复杂性使得细微的计算遇到困难. 其一是“热弛豫振荡”. 当氦燃烧层变得很薄时. 这一领域目前研究得很多，但需要更多的观测资料.

(4) 行星状星云和白矮星

另一复杂性是 AGB 阶段有明显的质量损失. 观测表明，AGB 在红巨星尖端部损失质量非常快. 研究表明在外部冷大气中可形成尘埃，恒星的辐射压将其驱散开. 毫无疑问，定量的计算十分困难. 可能原始质量为 6 $M_\odot$ 的星损失掉很多质量，最后演化为行星状星云，这个星云中心的热星可推测为初始的白矮星，

其质量低于 M_{ch}(钱氏质量极限). 由行星状星云的中心星阶段开始，裸露的星核烧掉它的氦壳层，失去它的包层，在赫罗图上下降到白矮星所处的位置. 图 5.25 总结了低质量星从主星序到白矮星的完整的演化程，图中不肯定的演化阶段用虚线表示. 关于白矮星将在下一章再详细论述.

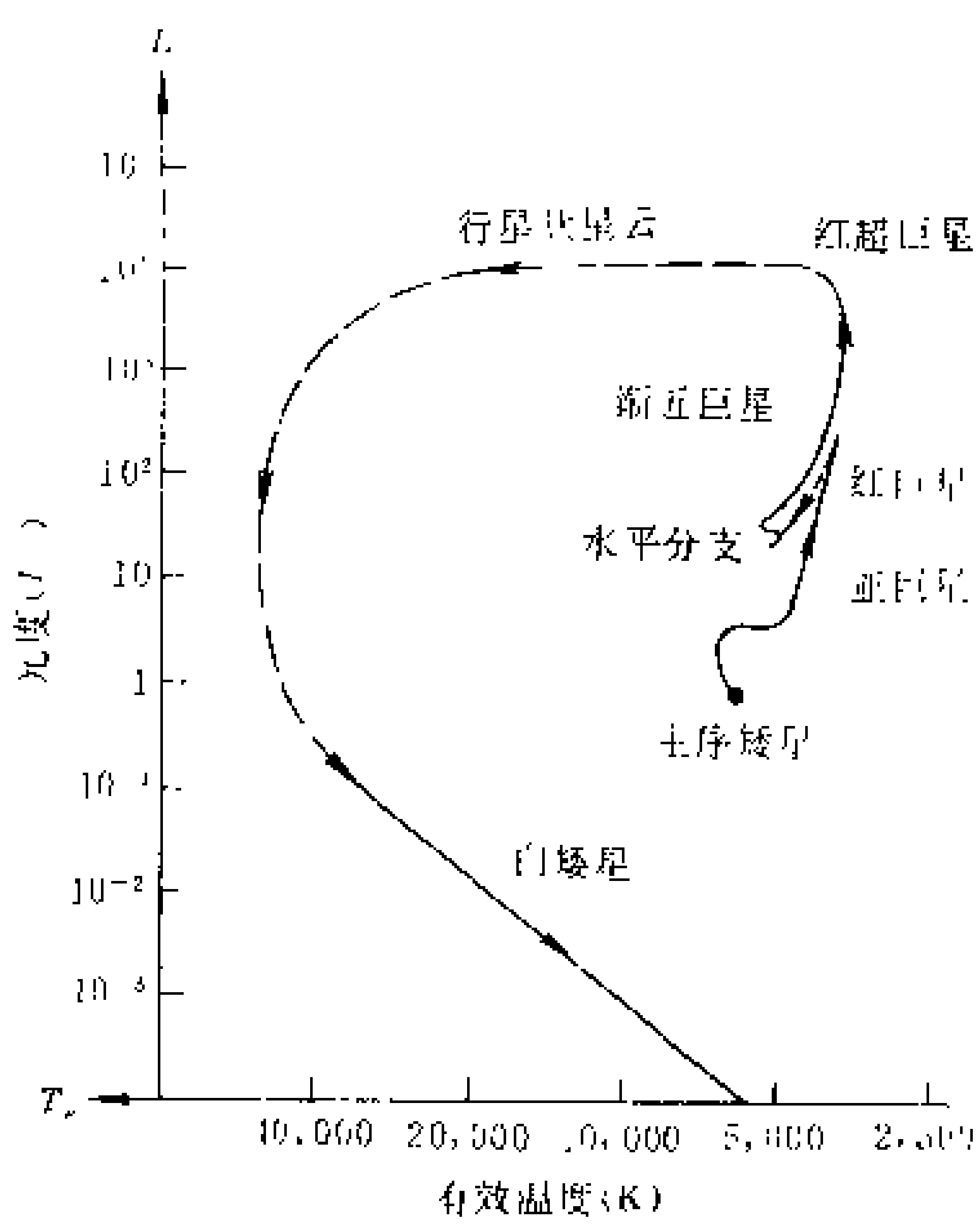


图 5.25　低质量星从主序演化到白矮星的完整演化程
从 AGB 经行星状星云到白矮星的行踪是不确定的

4. 大质量星的演化

主星序上质量大于 8 $M_\odot$ 的星将会如何演化呢? 这些大质量星从定性和定量两方面不同于上节描述过的低质量星. 定量的差别是大质量星演化得更快. 史瓦西曾把低质量星比作一群贫穷人，他们是钱少花钱很节俭; 大质量星是富翁，他拥有很多钱但

花钱是惊人的. 但很快便发现他所存现钞不多了，走向穷途末路. 定性上的差别是大质量星具有足够的质量，甚至在质量损失后，产生一个质量接近 M_{ch} 的白矮星核. 核心边界处引力增长到很大，核心周围的温度和压力增长到可将元素燃烧为铁. 一旦铁峰元素形成，恒星不能维持住而是以灾变方式结束其一生（发生超新星爆发，详见下一节）.

大质量星在现代天体物理中占有重要位置. 它们是核聚变和银河系中丰富的元素的主要来源；它们有许多饶有兴趣的特性，诸如高速恒星风，不稳定性；它们是 H Ⅱ 区的能源，与星际介质发生力学的、化学的相互作用等.

Ⅰ. 某些观测事实

(1) 由 $H-R$ 图可知，对超巨星光度的上界，以 O3 星为例，$M_{热}=-12$，随光谱型变晚光度下降；由晚 B 型到 M 型的超巨星，包层变化较平坦，结果是最亮的 O 型是较红超巨星亮约两个星等. 银河系、大麦哲仑云和小麦哲仑云情况都类似.

大质量星的空间分布有两点很有意义：(1) 在太阳周围的红超巨星与蓝超巨星之比，观测值是理论值预言的四倍；存在较大数目的晚 B 型和早 A 型的超巨星（参见图 5.26）

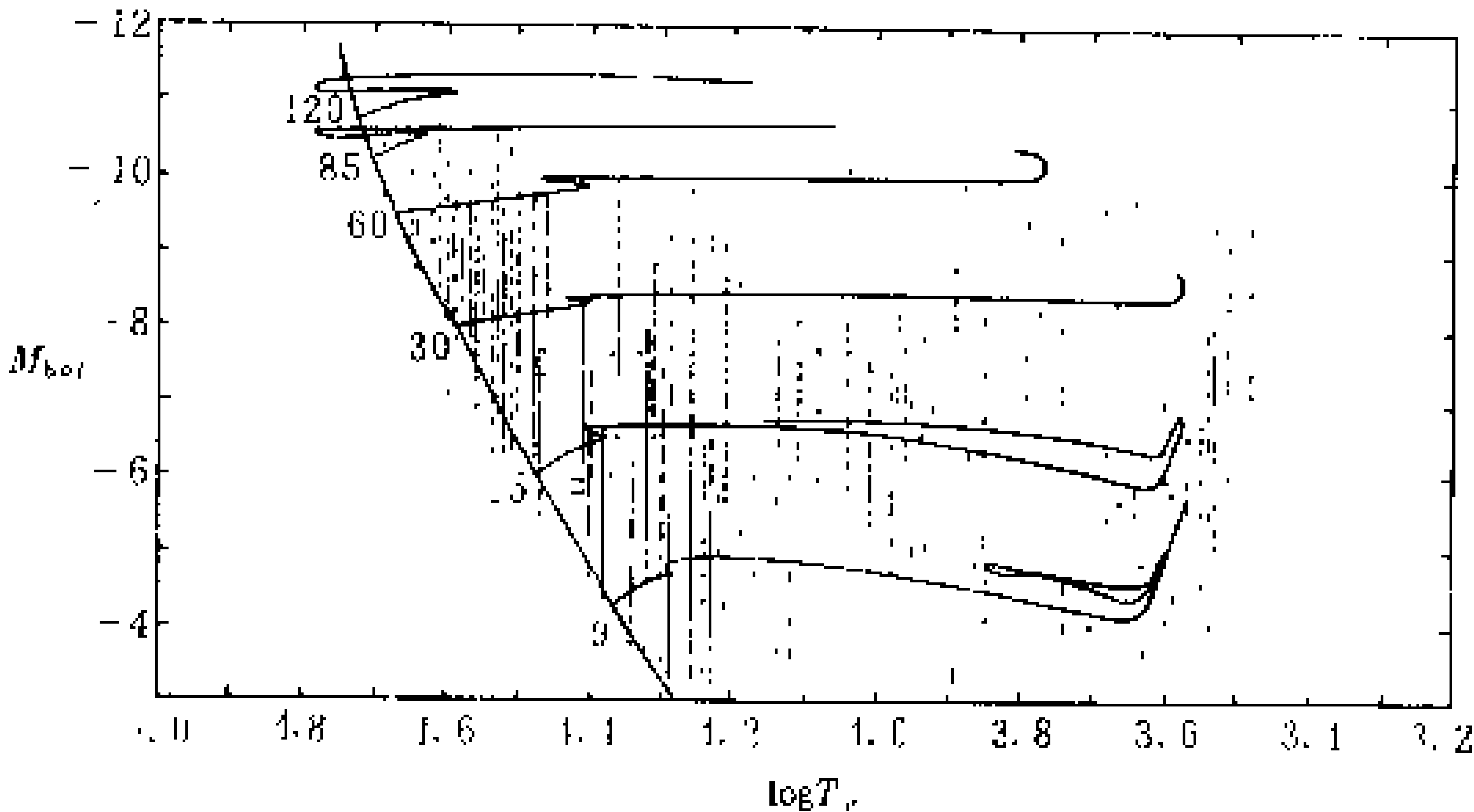


图 5.26 大质量星的$H-R$图，太阳周围银河系中 91 个星协和星团中的 O 型星，超巨星和次亮的早型星

(2)大质量星在银河系中不同位置的统计也表明各类巨星比例不一样，其金属含量亦有差别. 表 5.3 总结了这些特性，表中 z 代表金属含量比值，太阳到银心距离取为 10 千秒差距(10 kpc). WR 代表沃尔夫 – 拉叶星.

表 5.3

星系	z	$\frac{N(KM)}{N(OBAFG)}$	$\frac{N(KM)}{N(WR)}$	$\frac{N(KM)+N(WR)}{N(OBAFG)}$
银河系 7.5— 9 k_{pc}	0.03	0.04	0.53	0.11
银河系 9— 11 k_{pc}	0.02	0.07	1.4	0.12
M 33	0.02	0.07	<3	>0.09
银河系 11 — 12.5 k_{pc}	0.014	0.17	13.5	0.19
LMC (大麦云)	0.01	0.12	8	0.14
SMC (小麦云)	0.003	0.20	24	0.21

(3)星风引起质量损失

所有高光度星都有质量损失，对整个 $H-R$ 图上各种星还没有统一的表达式. 一般地说，质量损失率 $\dot{M}$ 随光度而增加(图 5.27)

(4)WR(沃尔夫 – 拉叶)星

WR 星很可能是失去包层的大质量星. 约有 10 颗分光双星组成 WR+OB 星系统. 推得 WR 星的质量为:

$$M_{WR}=10\pm 5\ M_{\odot}, \qquad M_{WR}/M_{OB}\approx 0.3$$

WR 星的光度平均起来约为:

$$L_{WR}\approx 3\times 10^{5\pm 1}\ L_{\odot}$$

WR 星的空间分布表明它们属非常年青的星族 I，银面聚度大($\bar{z}=85$ pc)(图 5.28).

II. 质量损失对大质量星演化的影响

迄今我们讨论的恒星演化都在恒星质量不变的假定下进行的. 当然，恒星核燃烧是降低其初始的质量，但这一共仅占它初始质

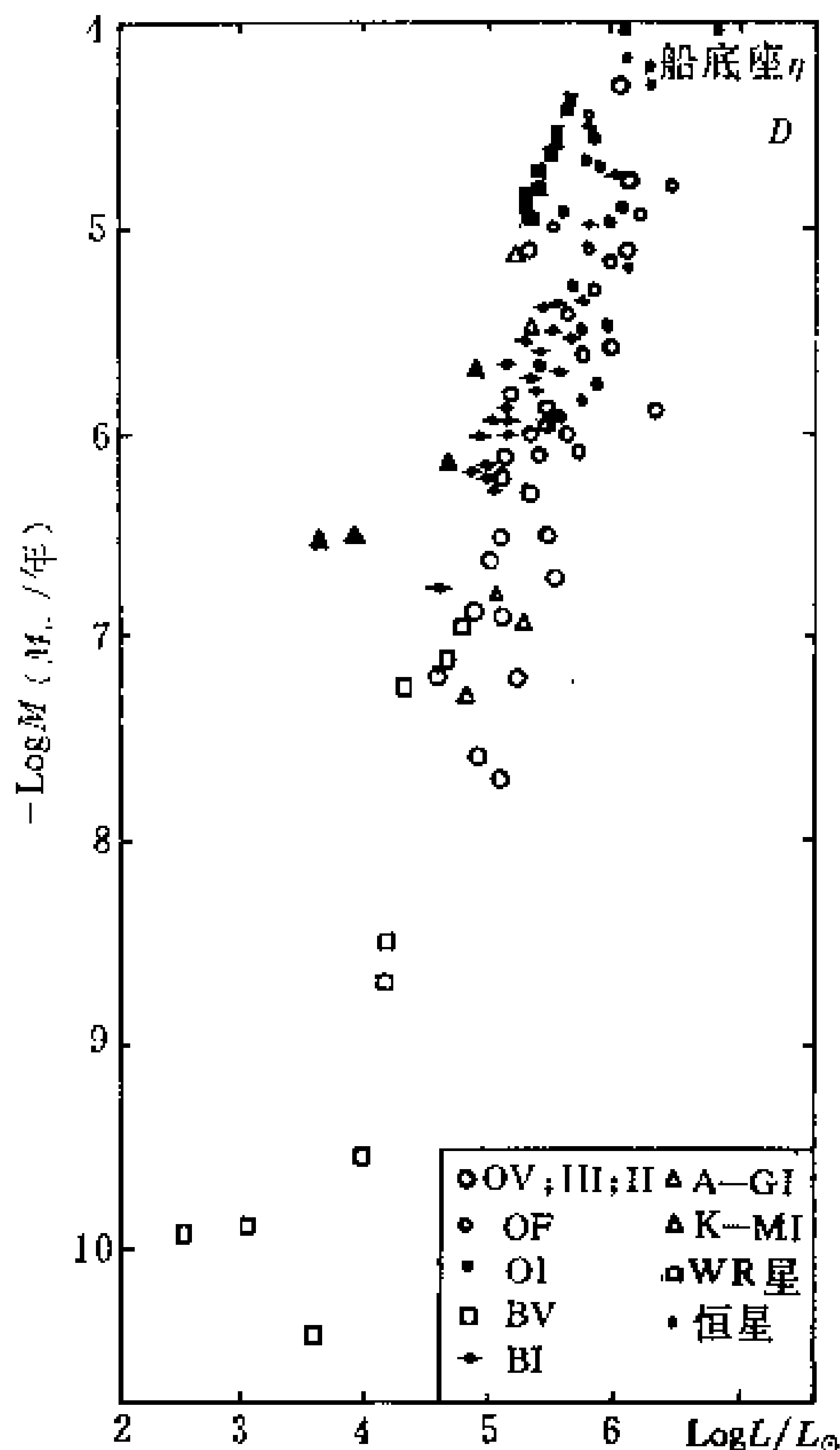


图 5.27 质量损失率和光度的关系

各类型星的标号如右下角所示

量的 0.7% 以下，因此可以保险地将此忽略．但是由观测可见，当恒星风很强时，质量损失率 $\dot{M}=10^{-5}M_\odot$/年，甚至有时更高．因此在恒星核燃烧期间其质量有明显的减少，势必严重地影响到大质量星的演化．近来对 $\dot{M}$ 以及它对演化的影响是现代天体物理的重要研究课题．一般地说，具有质量损失的星的演化的研究仍借用经典的演化理论，但令它的质量慢慢减少，它的演化迹在理论 $H-R$ 图上与质量不变的恒星的演化迹不同，将向红巨星或

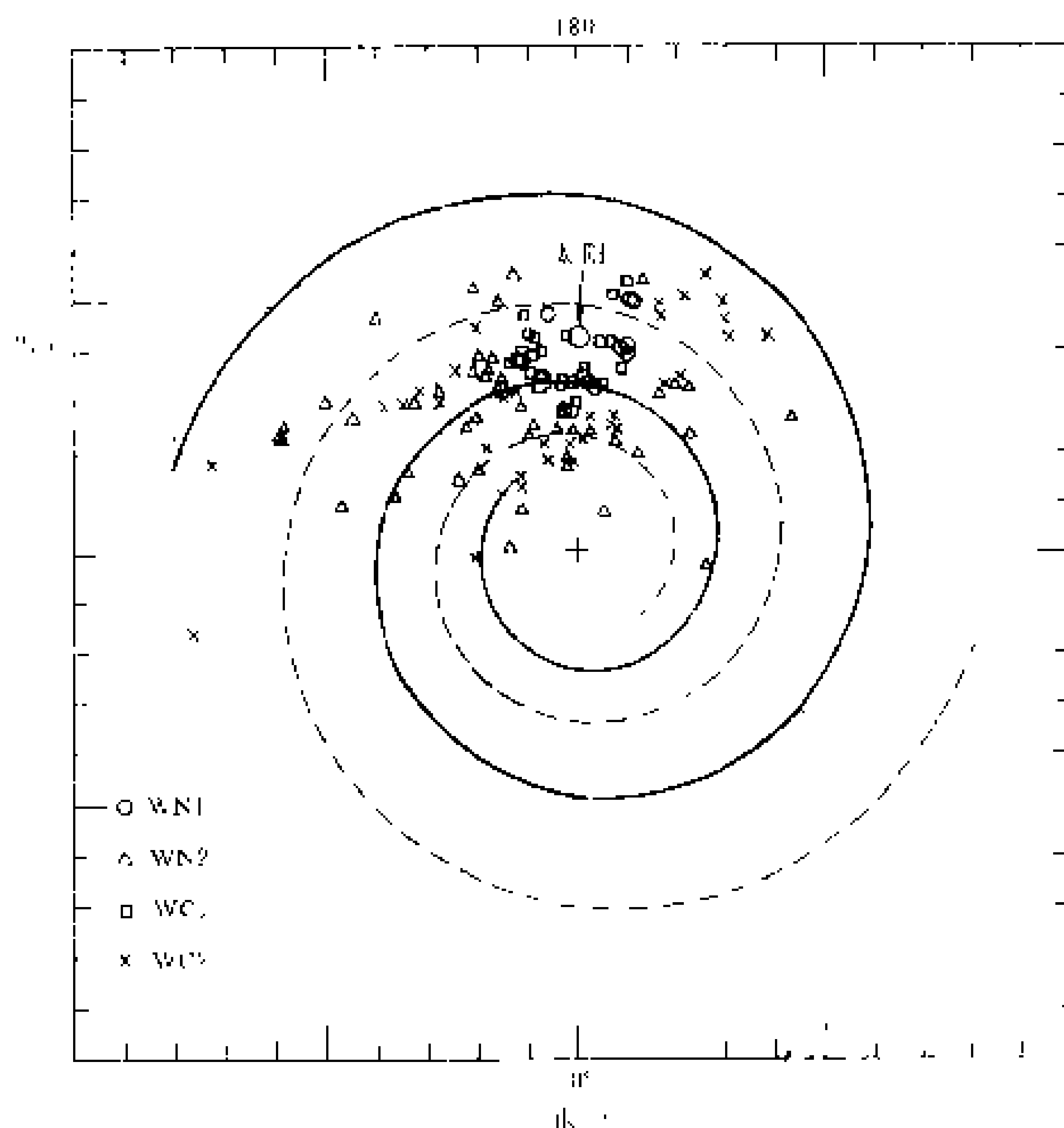


图 5.28 WR 星在银面上的分布

AGB 分支发展的方式不是上升而是慢慢地平缓地在 $H-R$ 图上向右移动而到达 AGB 处. 另外, 由于质量损失它的寿命将延长.

为了深入理解具有质量损失的大质量星的演化迹, 我们必须认识决定大质量星在 $H-R$ 图上到底是向红端还是向蓝端移动的四种影响的竞争: (1) 经典的包层膨胀对应着星核的收缩. (2) 氦核体积的增加有利于蓝向的演化. (3) 包层的均匀性趋向于维持在蓝区. (4) 大光度 / 质量比有利于包层的膨胀. 后一效应使得氦燃烧区移向低的 Te 方向 (见图 5.29, $M \geqslant 40\ M_{\odot}$).

关于大质量星主序后的演化的主要研究结果可归结为: 依据初始质量和质量损失率, 大质量星的演化途径是非常不同的, 考虑上面列举的四种影响, 可归纳为三条演化系列 (参见图 5.29):

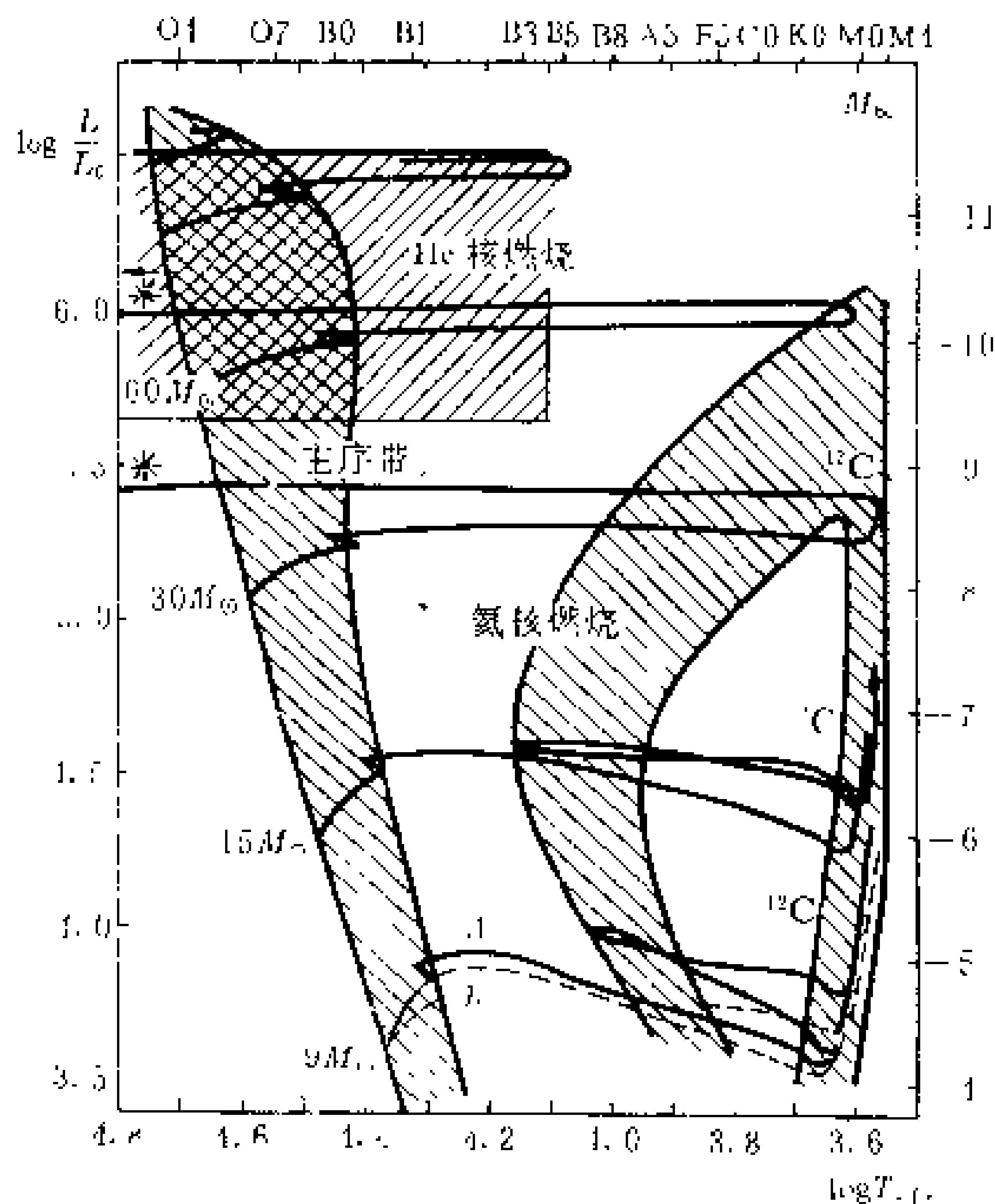


图 5.29　具有质量损失的大质量星的$H-R$图

(1) $M > 60\ M_\odot$　　往往是蓝星

O 型星— Of— BSG— WN— WC—(WO)— SN

(2) $25\ M_\odot < M < 60\ M_\odot$　　经由蓝—红—蓝

O 型星— BSG— YSG— RSG— WN— WC— SN: $\dot{M}$大

SN　　: $\dot{M}$小

(3) $M < 25\ M_\odot$　　由蓝—红

O 型星—(BSG)— RSG— YSG— 造父变星— RSG— SN

其中缩写符号分别如下: BSG:蓝超巨星, YSG:黄超巨星, RSG:红超巨星, WC:碳系沃尔夫-拉叶星, WN:氮系沃尔夫-拉叶星, WO:氧系沃尔夫-拉叶星, SN:超新星.

§5.9 超新星

超新星是最激烈的天体物理现象之一，特别是当它发生在我们的银河系或最邻近的星系中(如 SN 1987A 发生在大麦哲仑云). 超新星从观测角度来说是罕见的现象，它本身是极富有挑战性的现代天体物理课题.

为什么人们那末关注超新星爆发呢？首先它不断呈现新的不寻常的现象，出现很多新颖的事件从而引起新的看法和观点. 其次，研究表明，超新星可在非常遥远的星系中被发现，因此可想像它是恒星在走向死亡前的"回光返照"，是多么激烈，多么强大能量释放的壮观景象. 除了这些固有特性外，还有许多科学问题涉及超新星爆发现象. 关键问题是它的爆发机制或它的物理机制. 爆发使我们可对恒星作解剖并检验爆发时发生于恒星内部的情况. 恒星内部平常是观测不到的，但当它发生超新星爆发时，使得它膨胀变得稀薄，以致我们可用灵巧的方法读出由它的大质量的厚层中泛滥出的信息，从而可以确定它在爆发前，爆发过程和爆发后的情况. 超新星是恒星演化的终点，通过对它和导致它演化的途径，我们能获得关于恒星演化整个过程的新观点. 在恒星的演化和最后爆发过程中，它们冶炼出大量的重元素，从而推动了整个星系的化学组成的演化. 此外，超新星爆发时巨大的能量输出压缩星际物质可导致恒星的诞生，或者超新星加热的风从星系抛射物质，因此，超新星也是星系演化的重要的因素. 最后，鉴于超新星如此之亮，以致可用它作标准烛光从而确定宇宙大尺度的距离.

1. 观测特性

(1) 研究历史和命名　　中国古代在记录和观测超新星方面处

于世界领先地位，有其辉煌的成就．仅以著名的公元1054年超新星(现代已观测到它的遗迹蟹状星云，后又发现脉冲星，X射线源和γ射线源)为例，在宋史文献中有不少记载：

(i)《宋会要》："至和元年七月二十二日守将作监致仕杨惟德言：伏覩客星出现，其星上微有光彩，黄色．"

(ii)《宋会要》："嘉佑元年三月，司天监言：'客星没'，初，至和元年五月，晨出东方，守天关，昼见如太白，芒角四出，色赤白，凡见二十三日．"

(iii)《续资治通鉴长篇》："至和元年五月已丑客星出天关之东南可数寸，岁余消没．"

(iv)《续资治通鉴长篇》："嘉祐元年三月辛未司天监言：自至和元年五月，客星晨出东方，守天关，至是没．"这些记录，内容相当丰富，有时间，有位置，有亮度，有变化方式，这些是具有相当科学价值的．

由中国及阿拉伯以及欧洲的历史记录，在我们银河系内至少有8颗超新星已被观测到，它们是AD 185，386，393，1006，1054，1572和1604．这些统称为历史超新星．其中有两颗是文艺复兴时代由第谷(1572)和开普勒(1604)发现的．另一颗由射电观测发现的强射电源仙后座A(Cas A)，据推测它可能是1670年爆发的超新星的遗迹．

河外星系超新星研究的历史开始于1885年8月20日，道帕特(Dorpat)天文台(俄国)的哈特维革(Hartwig)发现了"在M 31(仙女座大星云)中一颗新星很亮"，通常记为S And．1989年已发现了它的超新星遗迹．

根据在1900— 1930年期间发现的12颗超新星，又依据S And (SN 1885*a*)和Z Cen(半人马座)(SN 1895 *b*)，还考察了第谷超新星，巴德(W．Baade)和兹维基(F. Zwicky)为了区分正常新星和超新星，首先创造了超新星(Supernovae)这个词，该词第一次使用在加州理工学院的讲课中(1931年)．他们没有

超新星光谱资料，仅根据光变曲线的某些特点提出了超新星有如下特性：(i)设超新星爆发时光球的半径为 10^{13} 厘米，温度为 10^5— 10^6 K，它爆发时释放的总能量约为 10^{51}— 10^{55} 尔格；(ii)超新星爆发将正常星转变为中子星；(iii)超新星发射宇宙线；(iv)超新星以很大的速度推出电离气体壳层，包含着许多重元素．从以下讨论中可以看到，这些点除了某些修正外其基本点至今仍然成立．这是利用观测资料运用物理理论作出推论的极好的典范．

兹维基先在加州理工学院(1934年)后又用帕洛玛山的18英寸的施密特望远镜(1936年)开展了有组织的超新星搜寻，到1975年共发现了281颗超新星，其中约一半(122颗)是由他本人发现的．到目前(1991年初)为止，已发现了700多颗超新星．较新的超新星星表是《The Asiago Supernova Catalogue》，包含着到1988年年底发现的共661颗超新星，已分类的有267颗．超新星的发现率一直维持在每年20多颗，所发现的超新星大部很弱($m_V \geqslant 14^m$)，仅有百分之几可以得到详细的观测资料．超新星的命名用发现时的年份随后用小写英文字母表明发现的次序(不是出现的次序!)；国际天文学联合会(IAU)最近的决定是：用大写英文字母代替小写字母，若多于26颗则用小写字母．如SN 2001a将代表2001年发现的第27颗超新星．

(2)超新星分类　　通常超新星分成两大类，即Ⅰ型和Ⅱ型，分别表为SN Ⅰ和SN Ⅱ．主要依据它们的光谱中缺少或存在氢的谱线．马上会问，若无法观测它的光谱(太弱)，就不能确定它的类型吗？在此情况下根据光变曲线加以分类，很多情况下光变曲线是粗糙的或不完整的，依据光变曲线分类，特别是对历史超新星是存在问题的．例如SN 1054在15年内就从SN Ⅰ改为SN Ⅱ．

兹维基曾提出加上三类，Ⅲ、Ⅳ和Ⅴ型．近十多年来，天文学家收集了更多证据，仅分为两类已不够，所以分为某些次型(表5.4)．目前超新星一般细分为Ia和Ib型，Ⅱ—L和Ⅱ—P型，

表 5.4 各类超新星的特性

特性	SN Ⅰa	SN Ⅰb	SNⅡ -L	SNⅡ -P
判定	无氢	无氢	有氢	有氢
位置	各类星系，各处	晚型星系，靠近 HⅡ 区	晚型星系，靠近 HⅡ 区	晚型星系，靠近 HⅡ 区
光学光谱	天鹅 P 型线，SiⅡ λ6355Å 吸收线蓝移到 λ6150Å	天鹅 P 型谱线，无 λ6150Å 线，"新生老人"	天鹅 P 型谱线复杂的光谱	天鹅 P 型谱线，复杂的光谱
抛射速度	$\geqslant 10^4$ 千米／秒	$\geqslant 10^4$ 千米／秒	$\leqslant 10^4$ 千米／秒	$\leqslant 10^4$ 千米／秒
绝对星等	-20^m 均匀，	$-18^m \cdots -18.5^m$,?	$\leqslant -18^m$，不匀	$\leqslant -18^m$，不匀
红外辐射	～30 天有二次极大	峰值近于光学极大	后期加热尘埃	后期加热尘埃
射电	未测到	强，衰减率为 $t^{-1.6}$	强，衰减率 $t^{-0.7}$	?

此处 L 和 P 分别表示Ⅱ型超新星的光变曲线是线性或平台型变化(图 5.30)．这种划分最初是依据观测资料，它实质上反映了

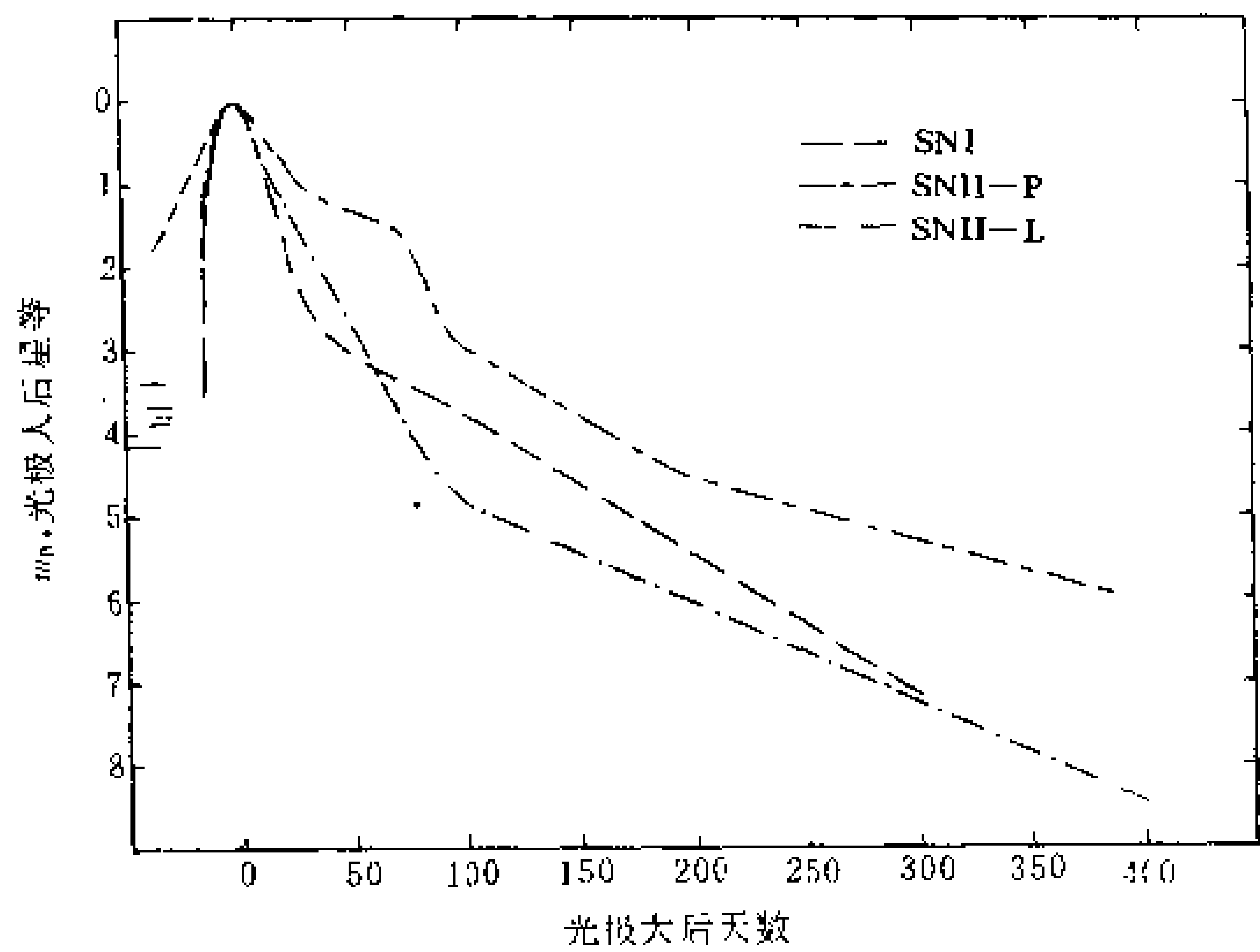


图 5.30 Ⅰ型与Ⅱ-L 和Ⅱ-P 光变曲线的比较(B 星等)

不同的前身星和不同的爆发机制．典型的Ⅰ型超新星现在称为SN Ⅰa，新的次型Ⅰb的光谱中没有Si Ⅱ λ6355Å(蓝移到λ6150Å)这条线(图5.31)．Ib实质上比Ia在光极大时约暗4倍，它们的红外光谱在20天左右也不呈现出吸收性质．SN Ib与SN Ia另一不同点是，它有强射电辐射．近来惠勒(C．Wheeler)又提出SN Ic，(在光极大时光谱中不仅无氢线还无氦线)，他的

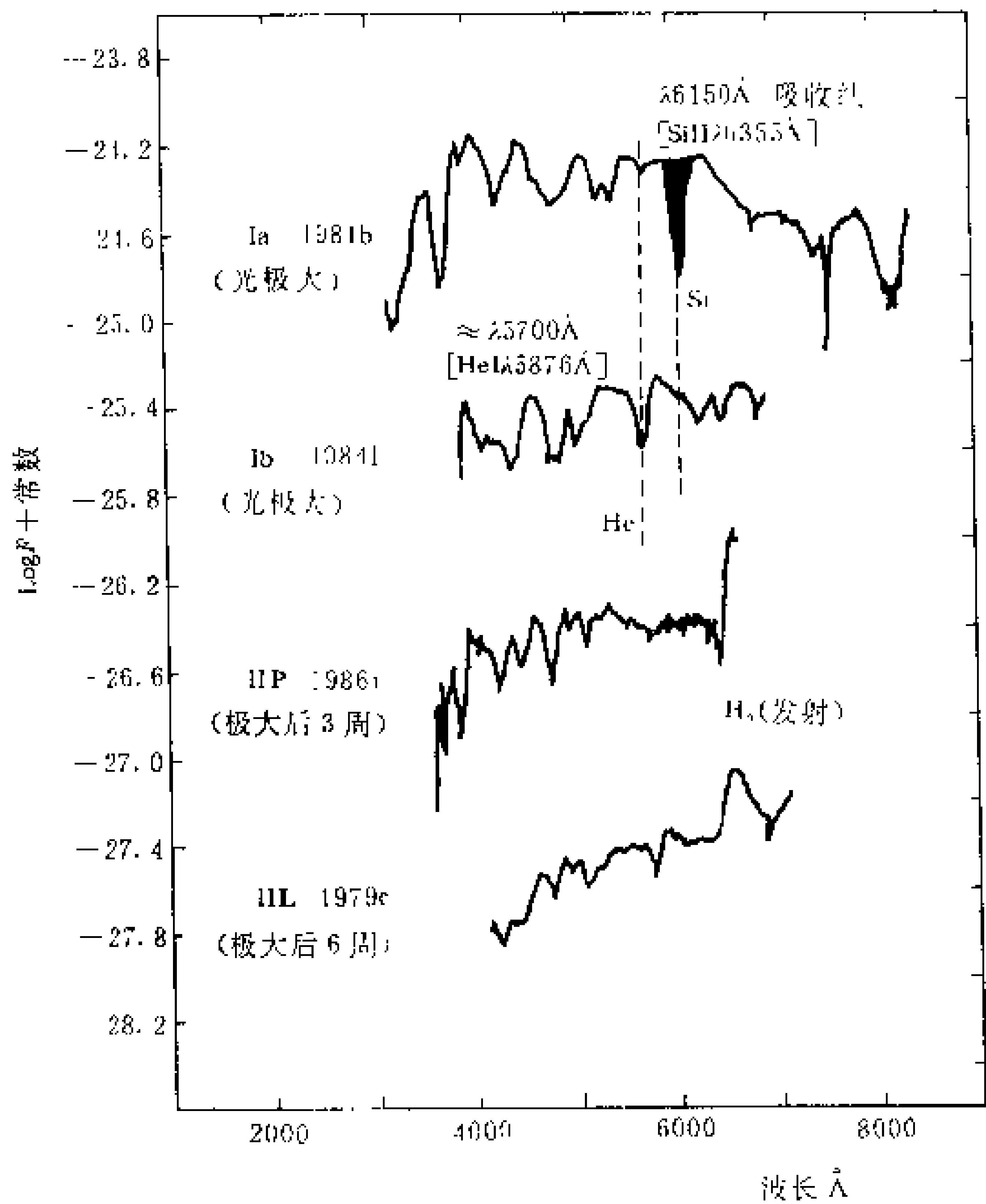


图5.31 Ia，Ib，Ⅱ-L和Ⅱ-P超新星光谱的比较

分类见图 5.32，SN Ic 从光谱上类似于 SN Ib，在它的早期缺少 He I的线，有时 SN Ic 称为“贫氦的 SN Ib”.

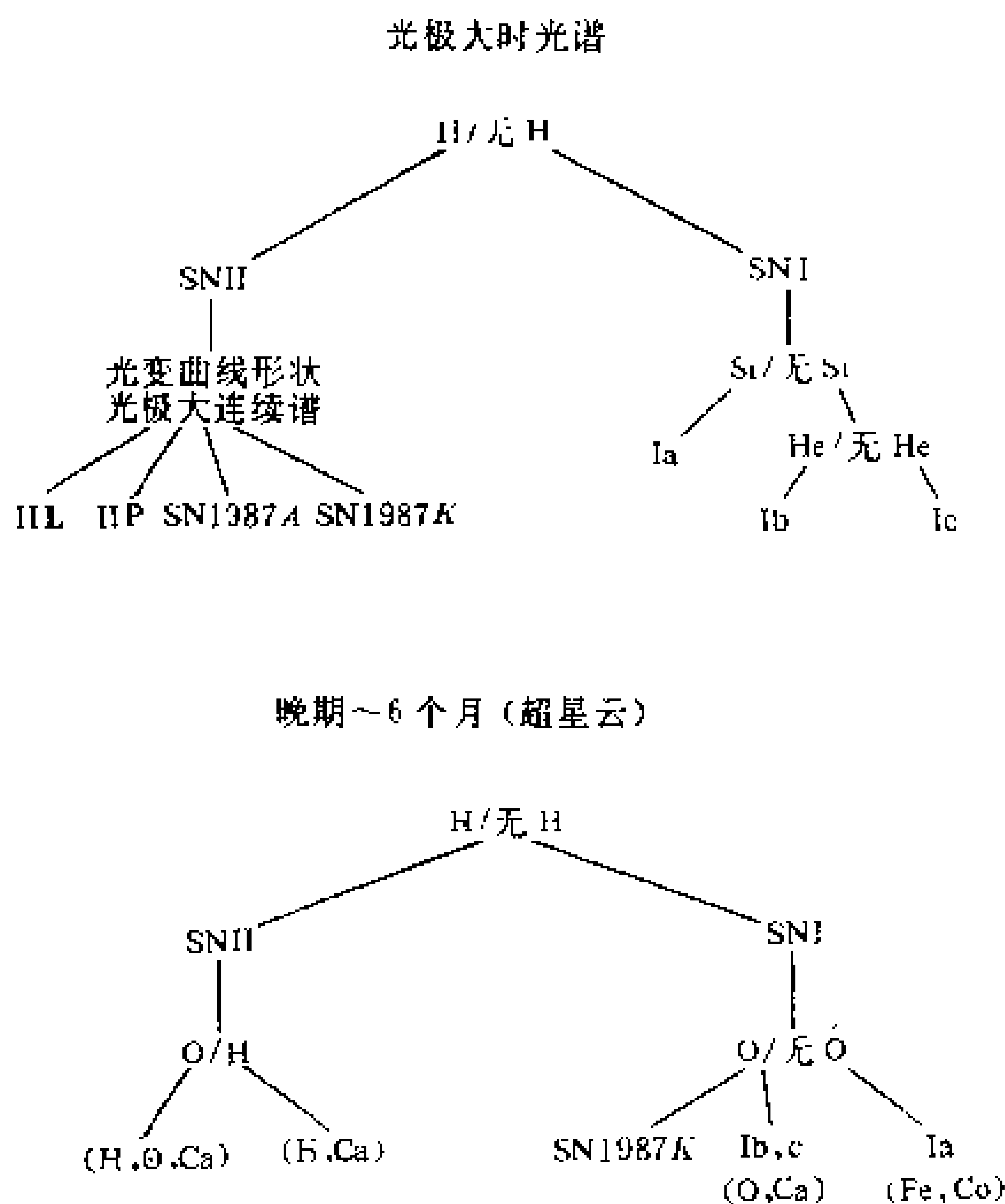


图5.32　由早期和后期光谱对超新星分类

(3) 超新星出现率

超新星的出现率虽然 50 年前兹维基就提出过，但它仍然是不确定的值. 许多研究表明超新星的出现率与它的母星系有密切关系，特别是母星系的形态和光度. 超新星的出现频数 (出现率) 与它的类型也有关系.从定量上说,不确定的因素是: (i)全部超新星中相当一部分是偶然地发现而不是系统的巡天发现的; (ii)没有足够的分光和光度资料的汇集，以致对相当多的超新星不知它们极大时 V 星等，不知其类型; (iii) 对所发现超新星的偏向的改正是有很大随意性. 另外 SNIb 的提出，它的光度比SN Ia 小四

倍，这也增加了复杂性.

最近（1988）确定的超新星I型和II型的出现率是由意大利的卡帕拉莱（Cappellaro）等人推算出的(图 5.33)．超新星爆发率，用超新星爆发率的单位表示，1 SNu = 1 SN/100 年 /$10^{10}L_\odot$. 由图可见，对星系而言由椭圆星系到旋涡星系超新星的出现率在增加，特别重要的是II 型超新星仅出现在旋涡星系和不规则星系中．研究表明，超新星出现率正比于母星系的光度；I型超新星的出现率由早型星系向晚型星系增加，这可能是由于 Ib 型超新星的前身星是大质量星，而大质量星在晚型星系中更富有．最近对河外星系的研究结果如表 5.5 所示．对于我们银河系可能是每 50－ 100 年出现一次超新星.

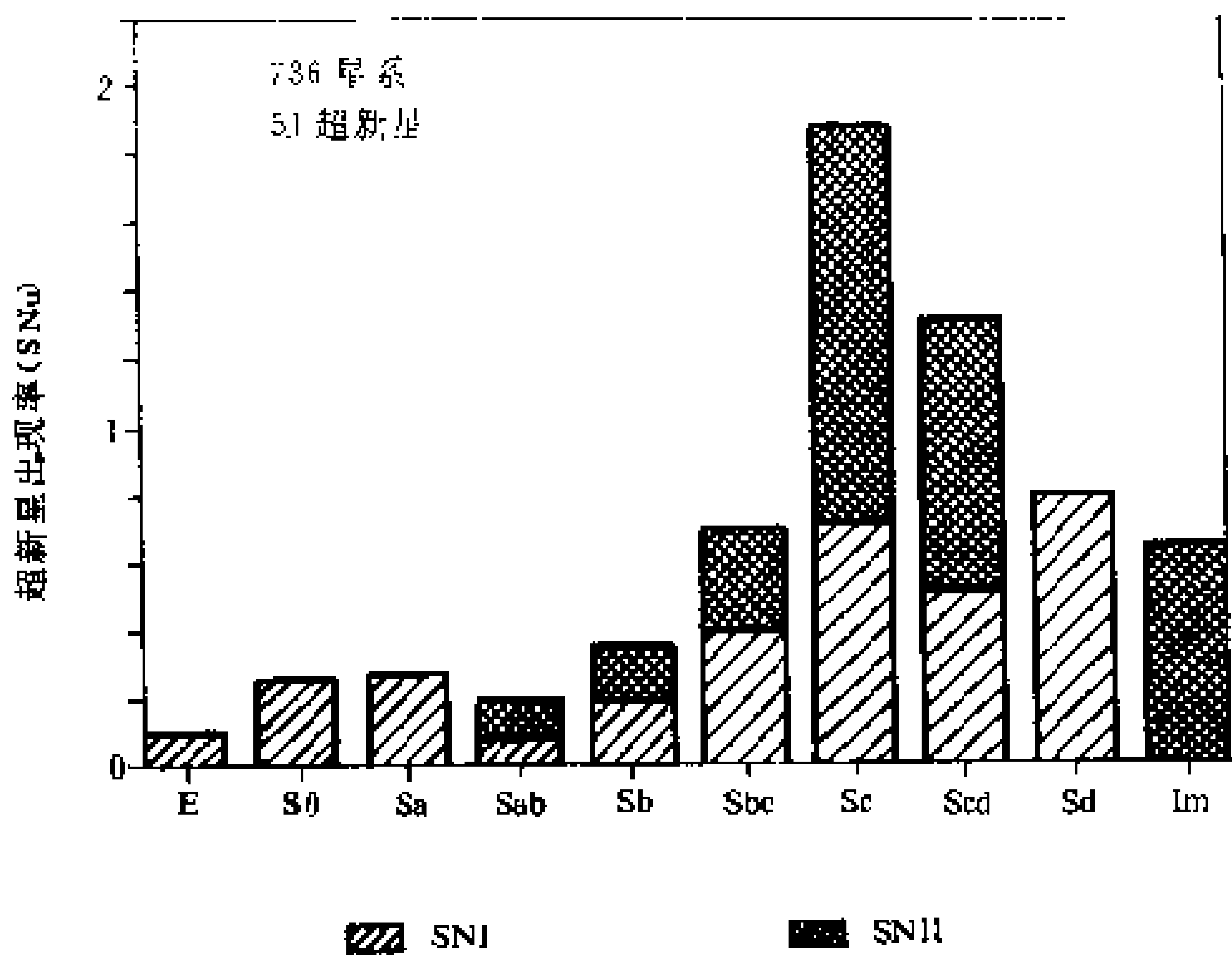


图5.33　超新星在各类星系中出现频数

以SNu 为单位（1 SNu = 1 SN/100 年 /$10^{10}L_\odot$）

表 5.5　各型超新星出现率 (以SNu 为单位)

作者	SN I			SN II	
	Ia	Ib	Ic	II-L	II-P
Van den Bergh 1987	$0.08h^2$	$1.0h^2$	—	$0.28h^2$	
Cappellaro 等 1988	$0.27h^2$			$0.22h^2$	
Wheeler 等 1990	$0.3h^2$	$0.2h^2$	$0.2h^2$	$0.4h^2$	$0.8h^2$

此处h 是哈勃常数. 单位为 50 千米 / 秒/ 百万秒差距.

(4) 光变曲线

II 型超新星的光变曲线可分为两类: 平台型(SN II－P)和线性型(SN II－L). I 型超新星也分为 Ia 型和 Ib 型. 图5.30是将 I型和II－P 及 II－L 型以相同标度画在一起便于比较，将其极大值放在一起，比较极大后的变化趋势. SN I 和 SN II－L 呈现为在到达极大前上升极快，然后相当快的衰减，以指数形式变暗，它们分别为 0.017^m/天(SN I)，0.012^m/天(SN II－L). II－P 型的光变曲线都有一个光度几乎为常量的平台，各成员的时间约维持 40 — 80 天，在后期 II－P 的光度也以指数形式衰减，平均来说为 0.0075^m/天. 由于 II－P 型有平台这一特征，故在分类时比较有把握. 但 II－L 和 I型单凭光变曲线分类有一定危险性，因为我们知道超新星光变曲线围绕它的平均值有一定的弥散. 有时光变曲线的资料不完全时，更易走入歧途.

光变曲线的理论研究已有很大发展，已有较好的模型与观测值加以拟合. 但仍存在一定问题，特别是 SN 1987A 的光变曲线提供了极其丰富而完备的资料，但它有其极特殊性，因此又提出了许多新课题. 为了比较，在图 5.34 中将其与其他类型的光变曲线作了比较，它有其特殊性.

(5) 光谱

超新星的光谱比它的光变曲线包含着更详细的信息，但光谱研究要花费更多的时间. 对于少数河外星系中的超新星，已从紫外到

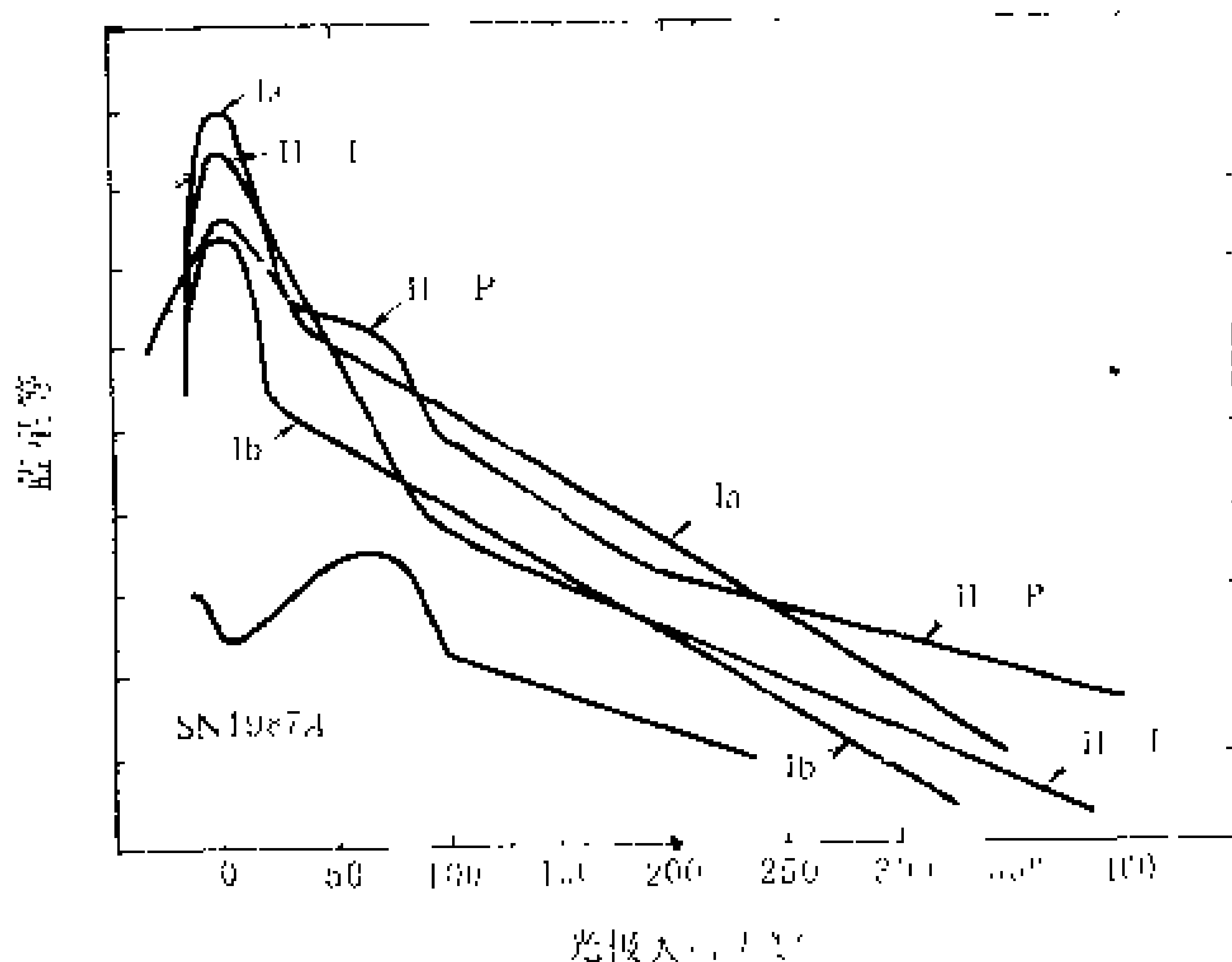


图 5.34 SN 1987A 与其他型超新星的光变曲线

红外波段对它们的光谱的演变加以观测，面对 SN 1987 *A* 则已获得从光到达极大前直到两年后各个波段的谱 (从红外到高能 *X* 射线和 γ 射线). 这些观测为超新星膨胀的光球的温度，速度和抛射物质的化学组成提供了极重要的数据.

超新星爆发早期的光谱的形状近似于一个黑体谱上重叠上某些发射线和吸收线. 谱线轮廓随着时间而演变 (图 5.35 和图 5.36). 观测到的吸收线都有蓝移，假设蓝移是由多普勒效应所致，由此可获得它的膨胀速度 v:

$$v \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c$$

其典型值为 10^4 千米 / 秒.

各类型超新星的光谱如图 5.31 所示，除前述 Ⅰa 与 Ⅰb 在 6355Å(蓝移到 6150Å) 存在或缺少以外、SN Ⅰb 在光极大时在

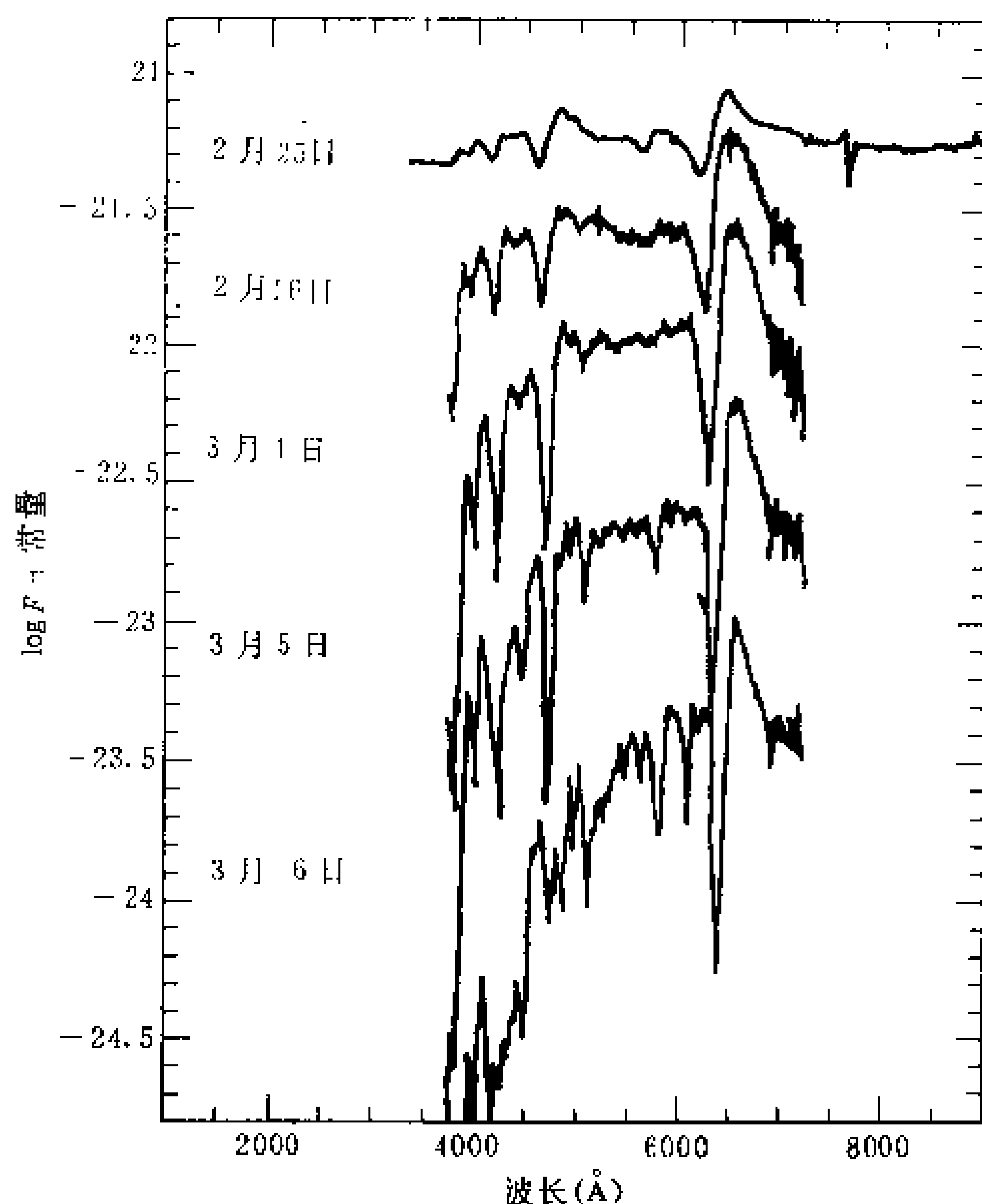


图 5.35 SN 1987A 早期光谱的变化

λ5700Å 有条吸收线(由 He I λ5876Å 蓝移所致)，SNIa 在光极大以后的几星期也出现这条 He I的吸收线，故称 Ib 为"新生老人".

Ib 超新星在后期的光谱不同于 Ia 的光谱. Ia 后期的谱线是[FeII]，[FeIII] 和[CoIII] 的发射线以及 CaII 的 H 和 K 吸收线为主; Ib 的谱线则是 O I，Mg I 和 CaII 的强发射线.

II 型超新星的光谱在光极大时主要是氢的巴尔末线，呈天鹅 P 型谱线状. 由观测估算，要产生 II 型超新星谱线所需要的氢的

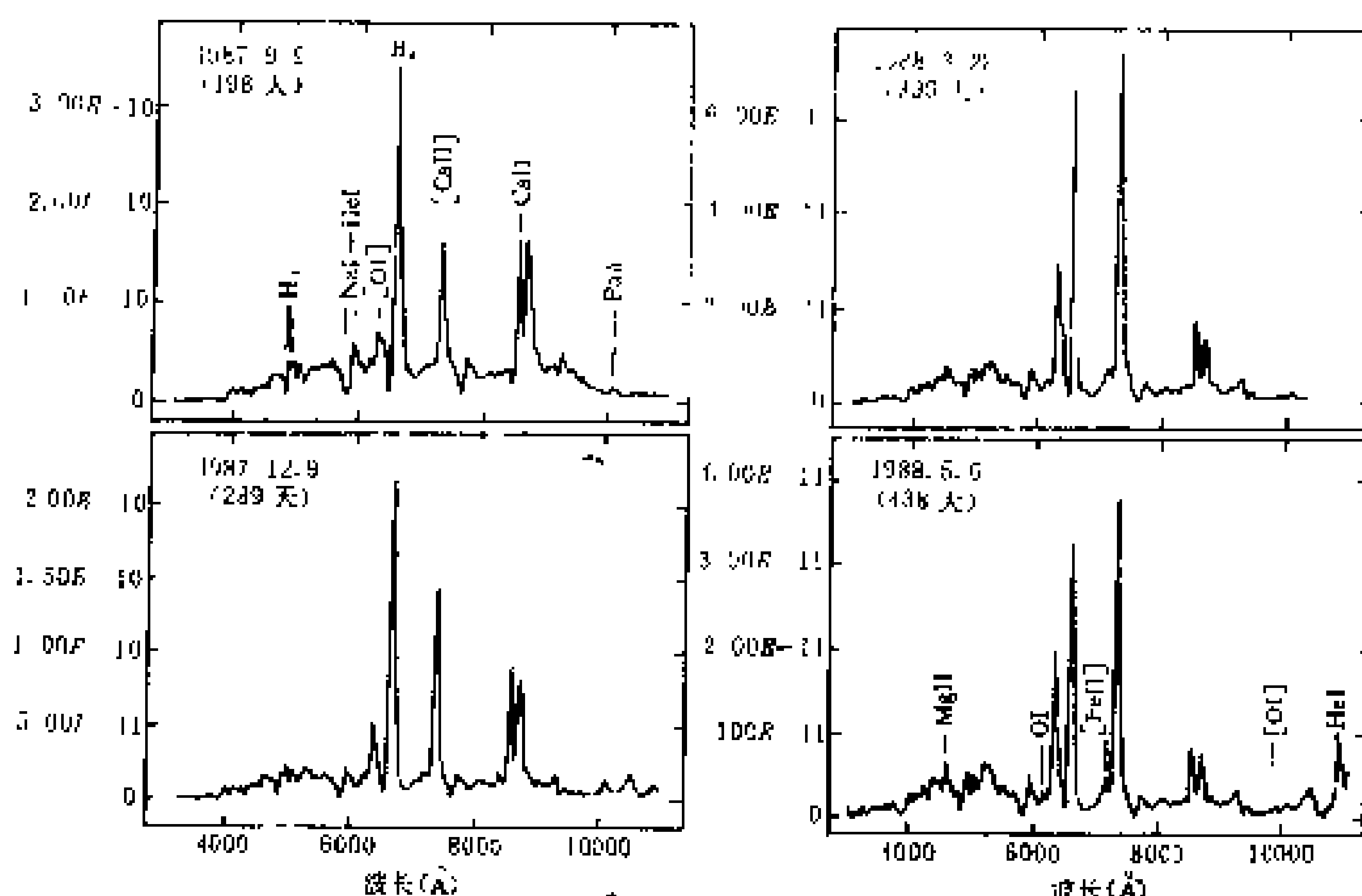


图 5.36 SN 1987A 在 200 天至 450 天的光谱的变化

质量下限为 $M_H \approx 0.1\ M_\odot$. Ⅱ－L 和Ⅱ－P 的光谱也有明显的差别，但这些差别是否反映了它们的物理性质的差别，目前还不清楚.

(6)超新星的前身星 (progenitor)

Ia 超新星出现在各类星系中，特别是出现于椭圆星系，当它们出现在旋涡星系时并不偏向旋臂，由光谱观测可证明缺氢. 这些观测特征提示它们的前身星是小质量的，属老年星族，因为大质量 (年青)的星 ($M > 10M_\odot$)与旋臂成协. 单星不大可能是它们前身星的候选者，因为很难理解它们在爆发前如何摆脱掉它们的氢壳层. 因此 Ia 的合适的模型是双星系统中包括一颗吸积白矮星，当它由吸积达到钱氏质量极限时，便在简并条件下点燃它的核燃料 (He 或 C－O). 由此产生爆发完全将该星毁掉不留下致密的残骸，它的光变曲线的能量来自爆发时形成的放射性元素 ^{56}Ni，然后衰变为 ^{56}Co，再衰变为 ^{56}Fe.

Ib 超新星出现在旋臂中且靠近 HⅡ 区，这便暗示它的前身星是缺氢的大质量星(20 ~ 30 $M_\odot$)，例如沃尔夫 － 拉叶星. 支持 Ib 的前身星是大质量星的另一事实是它有强射电辐射，这可

以很容易解释为：它的前身星由星风失去了氢壳层，于是超新星的爆炸波与星风相互作用产生了观测到的射电辐射．在爆发时形成的 ^{56}Ni 的数量少．这与 Ⅰb 超新星的光度弱(比起 Ⅰa 而言)这一观测事实相一致。应指出，关于 Ⅰb 超新星到底由什么前身星爆发而成现在仍在争论和探索之中．

观测表明，Ⅱ 型超新星起源于大质量的富氢的星族 Ⅰ 的星．因为它们仅出现在旋臂处，光谱有强的氢线并有射电辐射．在发现 SN 1987A 以前，一般认为其前身星是红超巨星．恒星演化理论计算表明，只有恒星质量 $M \gtrsim 8\ M_{\odot}$ 时，才能形成铁的星核并发生爆发，形成 Ⅱ 型超新星．Ⅱ－L 和 Ⅱ－P 型的区别可能仅仅因为所含氢壳的质量有所差别．Ⅱ－P 的光变曲线的平台是由氢复合所致，这意味着它的氢壳质量大($\gtrsim 10\ M_{\odot}$)；而 Ⅱ－L 型超新星没有平台，这说明它已失去了氢壳的大部分但不是全部．两类 Ⅱ 型超新星爆发机制相同—— 星核坍缩．但对 Ⅱ－L 超新星的爆发机制也有其他看法(例如热核爆发)．

(7) SN 1987A

1987 年 2 月 23 日多伦多大学的希尔顿(Shelton)用 25 厘米天体照相仪拍摄大麦哲仑云，露光三小时，当冲洗底片时发现蜘蛛星云西南区突然出现一颗约五等的星，他立刻意识到这是奇异天象．经迅速地讨论研究得出该星是超新星． 然后他们立即报告给国际天文学联合会 (IAU)电报中心，IAU 迅速地向全世界公布，命名该超新星为 SN 1987A．

中微子暴是超新星爆发的第一信号，光学暴要延迟到激波通过光球之后．2 月 23.316 日(UT)，日本的神冈 (Kamikande Ⅱ)和美国的 IMB 等中微子观测站都测到了中微子暴．光学暴发生在 2 月 23.44 日(UT)，亮度约为 6 等星．由此可知激波传到光球表面约为三小时，这可由动力学模型推出：

$$t = 13\,(r_0/10^{12}\ \text{厘米})(M_{ej}/M_{\odot})^{\frac{1}{2}}\,(E_0/10^{51}\ \text{尔格})^{-\frac{1}{2}}$$

由光度测量可知 $r_0 \sim 3.5\times 10^{12}$ 厘米，若取 $M_{ej}=4\ M_{\odot}$，

$t=180$ 分，则 $E_0 \simeq 4\times10^{50}$ 尔格，这符合于理论值.

SN 1987A 的前身星经多方研究是 SK－69 202，它是颗 B3 I 型星(蓝超巨星)! 其基本物理参量为

$$M_{bol}=-7.71$$
$$\log(L/L_\odot)=4.98$$
$$\log Te=4.11$$
$$M_{ms}\sim17-20\,M_\odot$$

超新星爆发时，大部分引力坍缩能以中微子方式释放，来自星核的中微子，它携带着星核的极其丰富的信息，检测这些中微子对天体物理和粒子物理来说是极其重要的机会．测到 SN 1987A 的中微子轰动了世界．虽然只测到 27 个中微子事件，与发射到地球上的中微子数—— 10^{27} 相比似乎太少，但它具有划时代的意义，它标志着人类首次接收到来自河外星系中超新星爆发的中微子，太阳系外的中微子天文学从此诞生了.

从对 SN 1987A 的中微子分析，可断定观测到的中微子来自大质量星在发生Ⅱ型超新星爆发时释放出的．它的前身星由紫外卫星 IUE 的观测也证实为 SK－69 202．这是目前已知的唯一的一颗能判断出前身星的超新星．它不是熟知的红超巨星而是蓝超巨星，这一惊人的观测向天文学家提出了挑战.

SN 1987A 的光变曲线可用紫外、光学、红外波段加以测量，这是第一次人们可构造出超新星的热光变曲线．它的光变曲线与其他类型的超新星的光变曲线十分不同(参见图 5.37 和图 5.34)．原因可能是它的前身星结构紧密和金属含量低 $(Z_{LMC}\approx\frac{1}{3}Z_\odot)$

SN 1987A 最初几个月的光谱与其他Ⅱ型超新星很类似．后期(1987 年 12 月以后，即所谓星云相)，主要是光学和红外波段的发射线，也与Ⅱ型超新星相似．它的光谱的特殊性是：(i)由于最初几天光球半径变大很快，谱线演变快；(ii)由于密度梯度陡，有强紫外线覆盖；(iii)强氢线出现较早．它的光谱可用非局

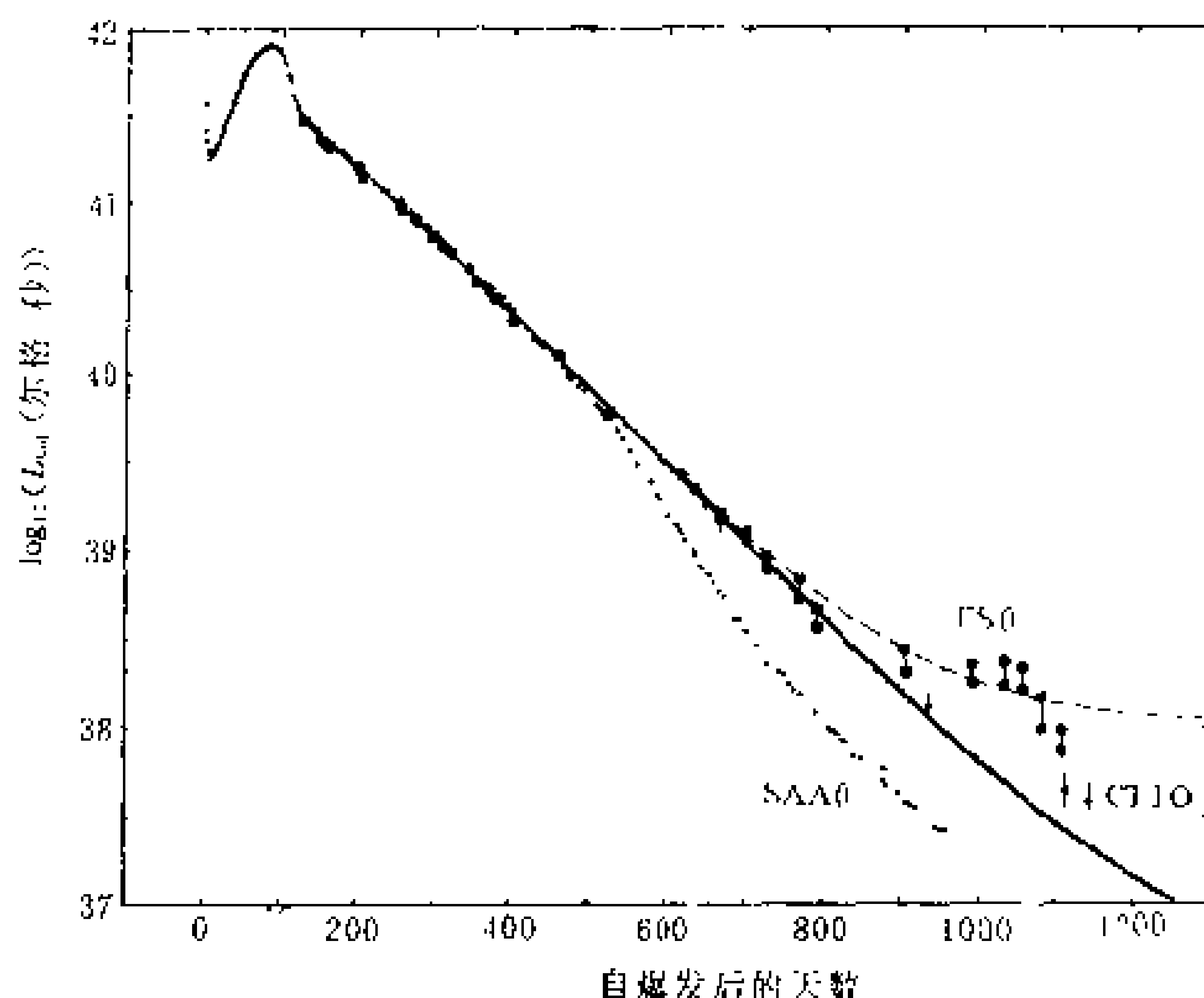


图 5.37　SN1987A的热光变曲线

部热动平衡模型和低金属含量假定，以综合光谱计算加以拟合.

SN 1987A除了证实了恒星晚期演化理论的基本方面外，还提供了某些新的信息—— 爆发能量 E，^{56}Ni 的质量和分布，富氢壳层的质量 $M_{壳}$. 这些量对大质量星的演化和爆发十分重要，因为目前对大质量星研究受到以下不确定性的制约：(1)由坍缩到爆发的机制；(2)质量损失；(3)对流或物质的混合. 对 SN 1987A 的研究有如下新的课题：

(i)它的前身星是蓝超巨星而不是红超巨星，

(ii)光变曲线的独特性，

(iii)X 射线和 γ 射线较之理论预期出现的过早，

(iv)它周围尘埃的形成，

(v)它的拱星层物质的特性等等.

SN 1987A 对核物理和粒子物理都有深远的影响. 由对它的

观测能够用且已经被用于对某些重要物理量加以制约，如核物质物态方程、中微子的特性，以及奇异粒子.

2. Ⅱ 型超新星

(1)理论模型　　Ⅱ 型超新星(简写为 SNⅡ)的理论模型的基本思想是大质量星($M \gtrsim 8\ M_\odot$)在它热核演化终止时，其内部铁核爆炸，造成 SNⅡ 爆发，内部形成致密残骸—— 中子星或黑洞. 爆发的能源是形成中子星释放的引力束缚能，量级为

$$E_{束} \approx 3 \times 10^{53} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R}{10\ 千米} \right)^{-1} 尔格$$

此处 M 和 R 是中子星的质量和半径. 束缚能远大于推出的物质的动能 $E_{动} \approx 10^{51}$ 尔格，$E_{动}$又远大于以电磁辐射形式发射出的总能量 $E_{辐} \approx 10^{49}$ 尔格，大部分束缚能(99%)由中微子携带走掉. 当然，直到 SN 1987A 测到中微子之前，这仅是理论预言.

全部的 SNⅡ 的理论模型都要涉及到这样一个根本问题，即当星核坍缩时释放出的束缚能的一少部分要传输到星的表层，形成以高速 $v_{抛} \sim 10^4$ 千米 / 秒抛射物质的激烈爆发，同时形成 $M \approx 1.4\ M_\odot$ 的中子星. 显然，如果不能爆发，星核以外的物质最终又被原中子星吸积，直到超过它的临界质量而坍缩为黑洞.

关于大质量星的坍缩中的动力学和物理机制和物理输入等已有很多极好的论述，下面仅概述有关物理问题.

(2)基本考虑　　当坍缩开始时一颗大质量星的简并核的密度和温度分别为 $\rho_c = 10^{10}$ 克 / 厘米^3，$T_c \approx (8-10) \times 10^9$ K. 星核的化学组成主要是铁族元素，这就是为什么称它为铁核的原因. 铁核坍缩的时标 $\tau_{坍} \approx 0.1$ 秒，而它的动力学时标或自由下落时标 $\tau_{动力} \propto \sqrt{\bar{\rho}}^{\,-1}$($\bar{\rho}$ 是星核的平均密度)，数量级为 1 毫秒.

因为铁核中是高密和高温，强作用和电磁作用处于平衡态. 在此局部核统计平衡(NSE)条件下，物质的组成由萨哈(Saha)

方程所确定而不依赖于反应率．强作用和电磁作用的时标$\tau_{反应} \ll \tau_{动力}$，亦即对这些反应而言，动力学过程可看作是绝热变化．在星核物质中，由光子扩散传输能量，电子的作用可忽略，因为扩散长度$\lambda_{散}$远小于密度标高$(d\ln\rho/dr)^{-1}$．简并电子或离子的热传导并不重要(在能量传输中)，星核中物质的粘滞性亦可忽略．因此，除了激波和中微子引起的能量传输以外，无耗散过程，或者说，输运现象对星核的动力学是重要的，亦即星核物质可认为是理想流体．

(3) 中微子输运　　对于密度$\rho \lesssim 3\times10^{12}$克/厘米^3，弱作用处于非平衡态，因为$\tau_{弱} \approx \tau_{坍}$．最初中微子从星核漏泄，因为密度低，对中微子而言它是透明的．中微子漏泄的结果是星核去轻子化，亦即每个核子所占电子分数Ye下降．坍缩中中微子不透明度由原子核的相干散射所决定(由于中性流)，因此，中微子的平均自由程由下式给出：

$$\lambda \approx 10^7\left(\frac{\rho}{\rho_{12}}\right)^{-1}\frac{A}{N^2}\left(\frac{E_\nu}{10\,\mathrm{MeV}}\right)^{-2}\text{厘米} \qquad (5.120)$$

此处$\rho_{12}=10^{12}$克/厘米^3，A为核子数．

当密度$\rho \geqslant 3\times10^{11}$克/厘米^{3}时，中微子扩散时标$\tau_{散} > \tau_{坍}$，这意味着在进一步坍缩中，总的轻子数为常量：

$$Y_L = Y_e + Y_\nu = \text{常量} \qquad (5.121)$$

这一坍缩时刻称为中微子俘获．与光子的光球相类似，可定义一个中微子球(层)，即中微子被俘获的球面．其半径和光学厚度定义为如下范围：

$$\frac{2}{3} \lesssim \tau(r) = \int_\infty^r \frac{dr}{\lambda_\nu} \leqslant 1 \qquad (5.122)$$

应注意，中微子球的位置与它的能量E_ν有关，典型值为$\Delta r_\nu \approx (10-30)$千米．

在$\rho \geqslant 3 \times 10^{12}$克／厘米^{3}时，星核处于$\beta$平衡：



$$e^- + p \rightleftharpoons n + \nu_e \qquad (5.123)$$

化学势满足下式

$$\nu_e + \nu_p = \nu_n + \nu_{\nu_e} \qquad (5.124)$$

这一重要结果是在β平衡后，熵维持不变，亦即进一步坍缩过程是绝热的，除非产生激波.

(4)物态方程　首先我们估计一下坍缩开始时，当密度$\rho = 10^{10}$克／厘米^3，温度$T = 10^{10}$ K，离子的压力，辐射压和电子简并压分别为：

$$P_{离} = \Sigma Y_i \rho k_B T \approx 2 \times 10^{26} \text{尔格／厘米}^3$$

此处Y_i是离子的分数，k_B是玻耳兹曼常数.

$$P_{辐} = \frac{a}{3} T^4 \approx 3 \times 10^{25} \text{尔格／厘米}^3$$

相对论简并电子压，(若$n_e = 3 \times 10^{33}$/厘米^3，$\mu_e \approx 10$ MeV；$\mu_e \gg m_e c^2$；$\mu_e \gg k_B T$)，其量级为

$$P_e = \frac{2\pi}{3} \frac{1}{c^3 h^3} \mu_e^4 \approx 10^{28} \text{尔格／厘米}^3$$

显然，

$$P_e \gg P_i \gg P_{辐}$$

亦即铁核以相对论电子抗衡引力而处于稳定. 此时绝热指数γ接近$\frac{4}{3}$：

$$\gamma = \left.\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho}\right|_{Y_e, S} \approx \frac{4}{3} \qquad (5.125)$$

当密度$\rho \leqslant 2 \times 10^{14}$克／厘米^{3}时，$\gamma$的值为$1.27 \leqslant \gamma \leqslant 1.325$，其熵$S \approx 1\ k_B$/核子. 如果密度超过核饱和值，由于核力的排斥部分的缘故，物态方程变硬. 但对于高密物质的绝热指数γ，不可压缩性K_0和整体对称系数W_s等物理参量现在有很大争论，但

物态方程要影响到超新星的爆发，这是共同的结论.

(5) 坍缩和反弹

大质量星演化后期，随着硅燃烧之后，有两种物理效应结合起来驱动星核为动力学不稳定并导致引力坍缩. 起初，由铁核的部分离解触发坍缩，部分离解用于核的束缚能，结果使压力更低. 当进行坍缩时，密度变大，增加了电子的化学势，电子被质子俘获，导致星核的中子化. 这两者降低了恒星物质的绝热指数 $\gamma < \frac{4}{3}$，于是导致了坍缩. 近乎绝热的坍缩有很重要的结果. 首先大部分核子仍约束在核内，因为质量数为 A 的核的熵小于 A 个自由核子的熵，因此，压力主要由相对论电子所确定，即 $\gamma \leqslant \frac{4}{3}$. 这意味着在密度小于核物质密度时，铁核心的坍缩不能被停住.

分析表明，坍缩时铁核心分为内核（近似地亚声速坍缩）和外核（超声速下落），马赫数 M 介于2— 3之间，而 $0.5 \lesssim \frac{u}{u_{ff}} \lesssim 0.8$，此处 u_{ff} 为当地自由下落速度. 靠近均匀内核外边缘处有一个声点，该点下落速度超过局部声速（图 5.38），在此点之外附近处 $r_{u_{\max}}$，下落速度（绝对值）达到最大（图 5.38）.

当星核的中心密度超过核物质密度，物态方程变硬，即 γ 由小于 $\frac{4}{3}$ 而增加到 2.5— 3.0. 此时星核的中心停住不断下落的质量壳层. 压力波沿径向向外运动，在接近声速点处在毫秒时间内加以堆积，在声速点处变陡产生激波（图5.39）. 这是所谓反弹 (bounce)，时标为 1 毫秒.

(6) 瞬时爆发和延缓爆发

激波的初能近似等于内核的动能

$$E^{(i)}_{\text{激波}} \approx E^{c}_{\text{动}}(t = t_b) \tag{5.126}$$

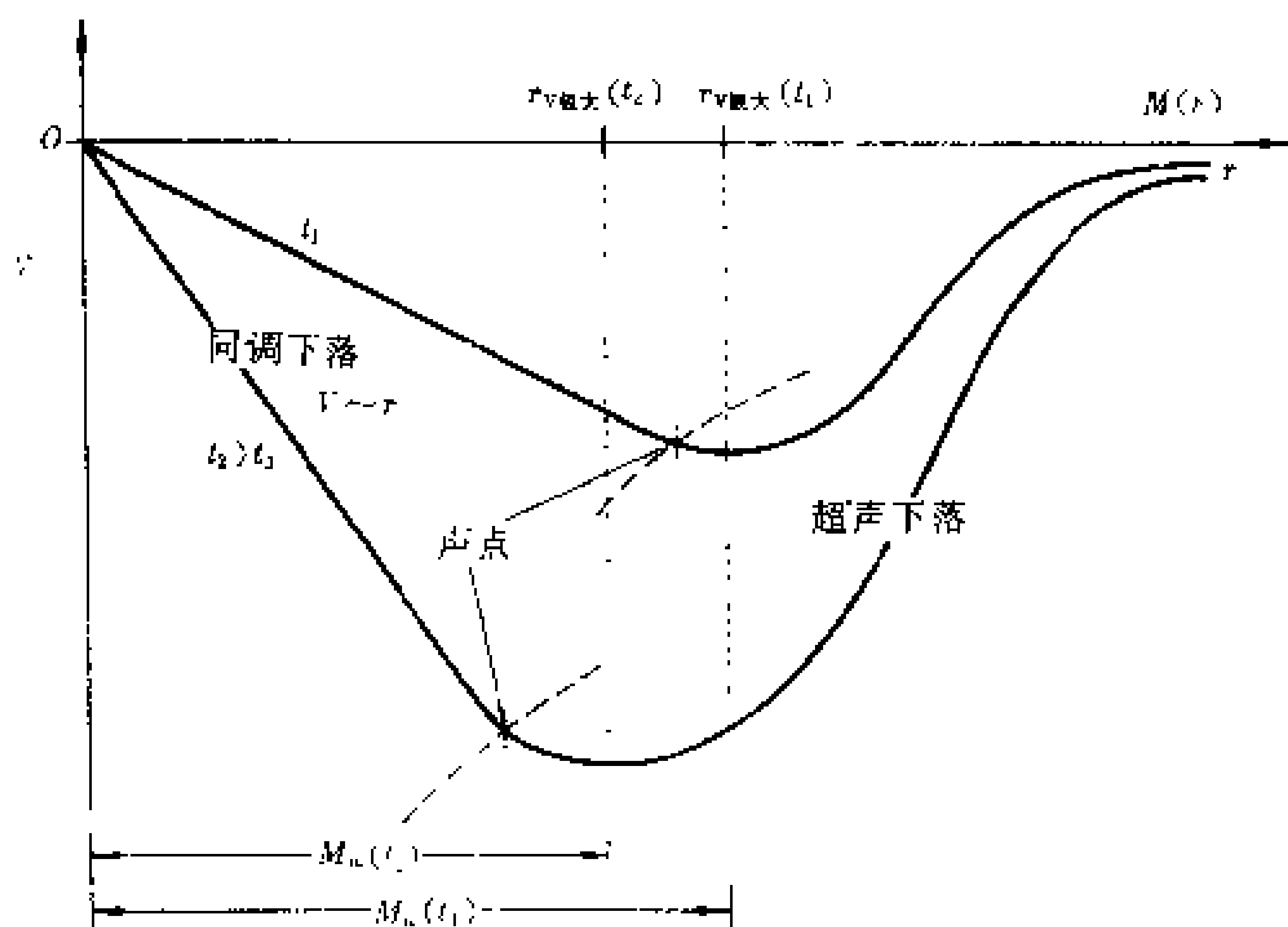


图 5.38 在时刻t_1和$t_2>t_1$，下落速度与半径的关系. ic 为内核

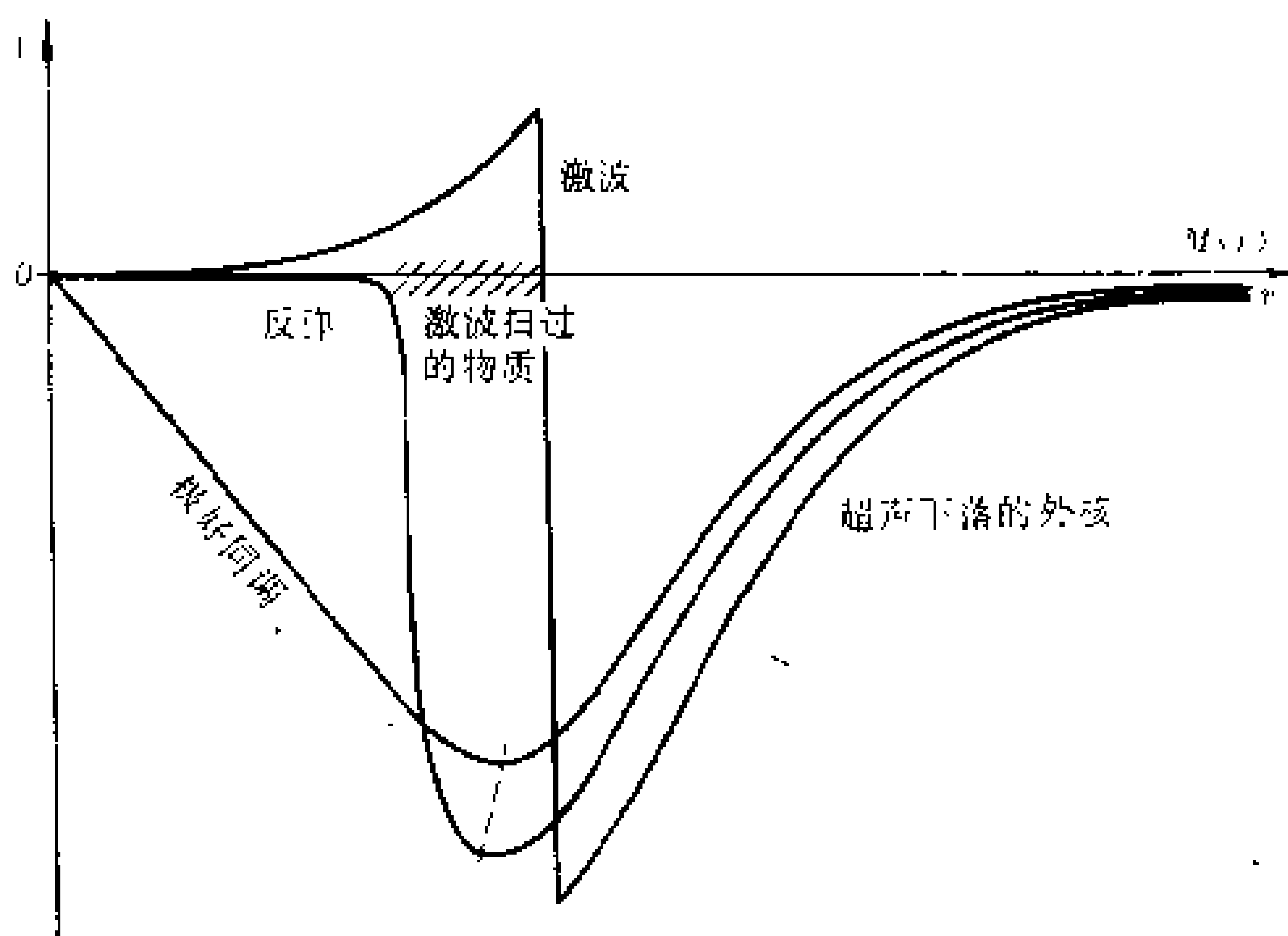


图 5.39 速度和半径的关系，轮廓中标明反弹和激波

此处 t_b 为最后的均匀或反弹时刻．反弹时，内核的动能迅速地传给激波．数值模拟的激波的初始能量为

$$E^{(i)}_{激波} \approx (4-10) \times 10^{51} 尔格$$

它远大于超新星爆发时辐射能．但激波向外传播时要消耗能量，用于光致离解重核成为自由核子．损失能为

$$E_{失} = (1.6-1.8) \times 10^{51} 尔格 /0.1\ M_{\odot}$$

除了瞬爆机制外（数值模拟有时不产生爆发），还有缓爆机制．当瞬发激波能量不足以克服光致离解和中微子耗损时，激波时停时退或缓慢行进．此时新形成的中子星在形成过程中发射出强大中微子流 $\nu_e \bar{\nu}_e$，加热激波后的物质，造成大的压力梯度，从而产生加速度．威尔逊（Wilson）指出外层吸收中微子的能量率为

$$\dot{E} = \frac{\eta}{16} ac\kappa_{abs}(T_\nu)T_\nu^4\left[\left(\frac{R_\nu}{2R_m}\right)^2 - \left(\frac{Tm}{T_\nu}\right)^6\right] 尔格 \cdot 克^{-1} \cdot 秒^{-1}$$

此处 m 表物质元，ν 表示中微子球，R_m 是物质元处的半径，κ_{abs} 是中微子吸收系数，a，c 为辐射常数和光速．典型值 $R_\nu \approx 20$ — 70 千米，$T_\nu \approx 2$ — 3 MeV，$T_{max} = 0.37T_\nu \approx 1$ MeV．缓爆的一个重要量是中微子球的温度，它对中微子传输程式和物态方程都很敏感．对Ⅱ型超新星爆发尚有许多问题有待解决．

3. Ⅰ型超新星

Ⅰ型超新星，或者更明确地说，SN Ia 根据通常所接受的理论，它是由双星系统中白矮星吸积物质到超过钱德拉塞卡质量极限而产生爆发，结果将其完全化为灰烬并彻底毁掉．白矮星的全部化学组成原则上可分为：氦，碳－氧或氧－氖－镁．但目前大部分研究集中于碳－氧（C+O）白矮星，因为氦（He）白矮星几乎肯定是爆轰，而 O － Ne － Mg 白矮星可能是坍缩而不是爆炸．于是更多更详细的研究集中于 C+O 白矮星，它最终爆发为 SN Ia．

研究表明，C+O 白矮星的最终结局很敏感地依赖于吸积物质率 $\dot{M}$ 和白矮星的初始质量. 白矮星的将来的归宿还有赖于它吸积物质的组成，是氢，氦或是碳和氧. 一种可能的演化程式如图 5.40 所示. I 型超新星爆发涉及许多物理过程，我们仅讨论其主要机制：爆轰(Detonation)和爆燃(Deflagration)，核聚变(核合成).

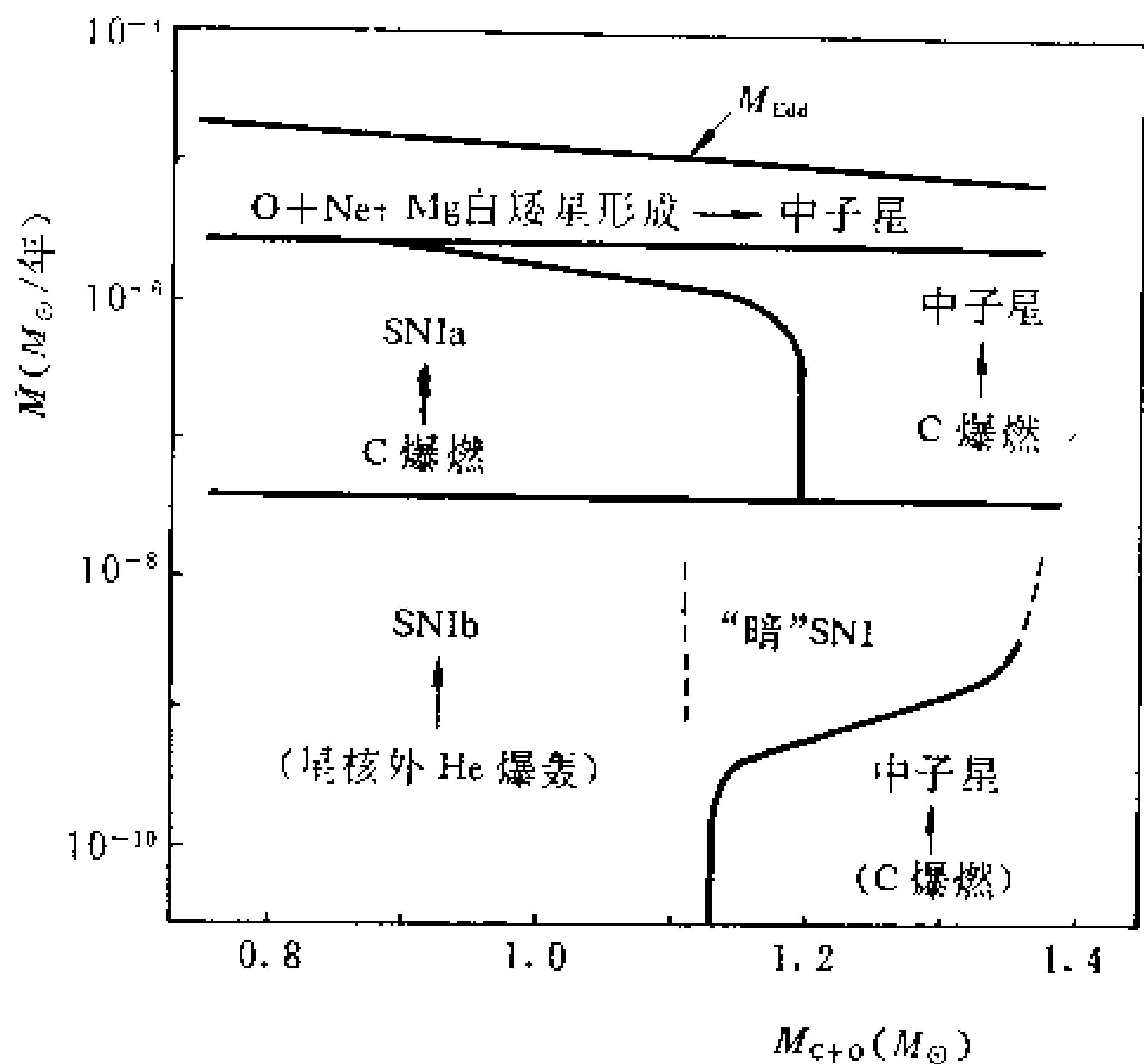


图 5.40 C+O 白矮星吸积的结局，依赖于吸积率 $\dot{M}$ 和初始质量 $M_{C+O}(M_\odot)$(野本，K. Nomoto)

(1)简并物质中热核燃烧

首先考虑两个时标. 第一个是点火时标，定义为

$$\tau_T = \frac{T}{\dot{T}} \approx c_V T / \dot{\varepsilon}_{核} \tag{5.127}$$

此处 $\dot{\varepsilon}_{核}$是核反应过程中能量释放率，c_V是比热. 第二个时标是燃烧时间，即燃料丰度明显的下降的时间，定义为

$$\tau_i = X_i / \dot{X}_i = Y_i / \dot{Y}_i \tag{5.128}$$

其中 X_i 是 i 种元素的丰度，Y_i 是摩尔数，X_i 除以它的原子量.

与流体动力学运动有关的两个时标也要加以考虑. 一是反应到压力不平衡区的时间，它取为声传播的时间：

$$\tau_{动力} = \delta r / C_s \tag{5.129}$$

此处 C_s 是局部声速. 另一时标是对流时标，对流出现的时间，定义为

$$\tau_{对流} = \delta r_{对流} / u_{对流} \tag{5.130}$$

其中 $\delta r_{对流}$ 是对流区的宽度，$u_{对流}$ 是对流泡的曲型速度.

(2) 爆轰 (Detonation)

爆轰又称爆震. 它是一个伴有巨大能量释放的化学反应传输过程. 反应区前沿为一以超声速运动的激波，称为爆轰波. 爆轰波扫过后，介质成为高温高压的爆轰产物. 天体物理中爆轰仅出现在简并条件下. 在热核反应初始阶段，当温度明显升高之前，反应率仍很低. 非简并物质中，由核反应产生的压力升高将使燃烧区膨胀和变冷，阻止这过程进行. 换句话说，即 $\tau_T > \tau_{动力}$. 如果物质是简并的，由燃烧产生的温度升高将不会使压力明显地升高，于是温度继续增高，一直到物质变为非简并的. 在这一点，能量产生率将太大，结果产生爆发. 如果所形成的激波足够强，使燃料升高到点火温度以上，那末爆轰波将从点火点向外传播.

爆轰的最简单的形式（一维平面爆轰）的理论很易理解. 当激波传到未燃烧的燃料时，它压缩并加热在点火点以外的物质，在激波之后是反应区，在此产生燃烧. 爆轰波理论认为此是一冲击压缩间断面. 其反应是瞬时完成的. 爆轰波象激波一样列出其间断条件. 由质量守恒得

$$\rho_1 D = \rho_2 (D - u_2) \tag{5.131}$$

此处 D 是波前的速度，u 是流体速度，标号 1 和 2 分别表示爆轰前和爆轰后的状态. 在波前的物质的速度 u_1 取为 0. 第二个间断条件表示跨过波前的动量守恒，可写为

$$p_2 - p_1 = \rho_1 u_2 D \qquad (5.132)$$

其中 P 为压力. 第三个间断条件根据能量守恒，则

$$e_2 - e_1 = P_1 v_1 + \frac{1}{2} D^2 - P_2 v_2 - \frac{1}{2}(D - u_2)^2 + q \qquad (5.133)$$

此处 e 是比内能，V 是比体积，q 是燃烧产生的能量. 由头两个方程消去速度得"瑞利"线的方程：

$$R = \rho_1^2 D^2 - \frac{p_2 - p_1}{u_1 - u_2} = 0 \qquad (5.134)$$

由以上条件消去流体速度和爆轰速度可得"许贡纽"曲线：

$$H = e_2 - e_1 - \frac{1}{2}(p_2 + p_1)(u_1 - u_2) - q = 0 \qquad (5.135)$$

对于给定的物态方程$p = p(\rho, e)$，瑞利线和许贡纽线的交点可决定爆轰后的状态. 爆轰后的速度称为查普曼－儒盖(Chapmann－Jouguet)速度（简写为 C－J 速度），它等于爆轰后流体速度和声速之和：

$$D_{CJ} = u_2 + c_2 \qquad (5.136)$$

设波前以此速度传播，爆后状态则可完全确定. 跨过波前压力和密度二者都上升，在激波处于定态的坐标系中，流体的速度减小.

以上爆轰的 C－J 理论有局限性，后又发展了复杂的 ZND 理论(Zeldovich－Von Neumann－Doering)，该理论认为激波随后的反应区有一定厚度，它与 C－J 理论公式的主要差别是(5.104)式中产能项求以反应速率. 当燃料完全烧尽后所求得的终态与上述理论相同.

为了直观和便于比较，我们利用许贡纽(Hugoniot)线和 C－J 点(图 5.41). 在 $p - v$ 平面内，(5.134)式瑞利线是直线，(5.135)式是许贡纽线，C－J 点是两线的切点 J，它对应稳定爆轰产物的状态. 该点的爆速满足(5.136)式. 图 5.41 中曲线的 BA 段对应于爆轰过程，AE 无实际过程，EF 段对应于爆燃过程. 爆轰波和

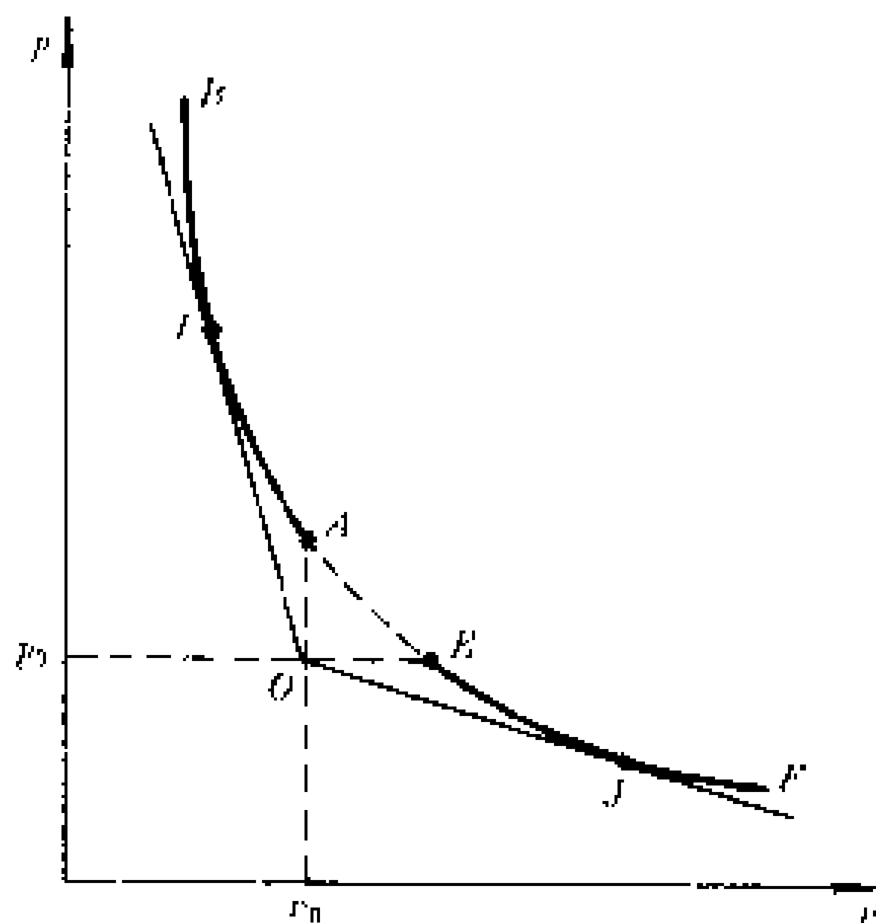


图 5.41 爆轰波的许贡纽线和C−J点

爆燃波的一些性质如表 5.6 所示.

表 5.6

$p-v$ 图		过程	D	$D-u_0$	$D-u$	熵
爆轰波	BA	爆轰		$>C_0$ 声速		
	JA	弱爆轰	$>D_J$		$<c$	
	BJ	强爆轰	$>D_J$		$>c$	
	J	C−J爆轰	D_J		c_J	最小
	A	定容爆轰	∞			
爆燃波	EF	爆燃		$<C_0$		
	EJ'	强爆燃	$<D_J'$		$>c$	
	$J'F$	弱爆燃	$<D_J'$		$<c$	
	J'	$C-J$ 爆燃	D_J'		c_J'	最大
	E	定压爆燃	O			

(3)爆燃(Deflagration)

爆燃表示比爆轰的激烈程度要小得多，但它要更复杂．波前的运动是亚声速的．由波前之后的热灰烬的热扩散传输到冷的燃料

而点火燃烧．尽管波前是薄的，爆燃必须遵从间断条件(像爆轰那样)，其传播速度依赖于热传输的速率．它与爆轰的另一个主要差别是爆燃波前之后，压力和密度下降，在波前是静态的参考系中，速度是增加的．爆燃不象爆轰，它的传播速度不能精确地计算而只能粗略地估计．爆燃波前的宽度可令扩散时标 $\tau_{扩}$ 等于燃烧时标 τ_i，加以近似估计，即波前的宽度为

$$\delta \sim \sqrt{\lambda c \tau_i}$$

此处 λ 和 c 分别是光子或电子的平均自由程和光速．波速由下式估计为

$$D \sim \frac{\delta}{\tau_i} \sim \sqrt{\lambda c / \tau_i}$$

天体物理中爆燃波前常遇到的复杂性是瑞利－泰勒不稳定．由于爆燃波前之后的密度是下降的，当爆燃由恒星中心反抗引力向外传播时，流动是不稳定的．这个状态是热而低密的气泡力图向外膨胀到较密的介质中去．在此条件下，火焰波前将会皱折，速度由平均值估计．

(4) I 型超新星爆发模型

二十多年来在研究 I 型超新星爆发中，对爆轰和爆燃在 I 型超新星爆发中的显然的作用花费了巨大的努力，进行了大量的数值模拟．

对于爆轰，天体物理学家要回答两个问题：(i)在什么条件下形成爆轰波；(ii)如果它形成，又如何在恒星内传播？有人证明，在 C－O 白矮星中心产生的爆轰波以球形波通过星体向外传播．

C－O 白矮星的爆燃波的数值模拟更具有挑战性，在此领域已进行了大量计算．爆燃既可由热扩散传播亦可由湍动对流传播．它的传播速度很难计算，又涉及到瑞利－泰勒不稳定问题．有的利用对流理论中的混合长方法计算爆燃波的速度，该速度由一自由参量 $\alpha = l / H_p$ 所确定，α 是混合长 l 和压力标高 H_p 之比值．α 虽然与时间无关，但白矮星中压力标高是变化的，因此波

速是与时间有关的. 通过计算结果(光变曲线或光谱)与观测比较而调整和选取参量 α (如 $\alpha=0.7$). 虽然爆燃模型目前在 I 型超新星爆发中受到重视, 因为它在计算未燃烧的物质数量上和运动速度方面与观测符合较好, 但它的物理基础不牢. 总之, SN Ia 的爆发机制仍处在探讨之中.

4. 核合成

Ia 超新星被认为其能源是铁峰元素和中等质量的元素. 观测支持这看法, 在 SN Ia 晚期光谱和它的光变曲线中都可很好地加以解释, 若在爆发中形成 ^{56}Ni, 它衰变为 ^{56}Co 再到 ^{56}Fe. 满足观测的要求, ^{56}Ni 的总量约为 0.4 — 1.0 $M_\odot$. 在 SN Ia 早期光谱中有 Ca, Si, S, Mg 和 O 的谱线, 这可表明, 在目视光极大时, 它的外层由中等质量元素组成, 而内层主要包含着 ^{56}Ni.

经过详细的核合成计算(用爆燃模型), 其结果如图 5.42 所

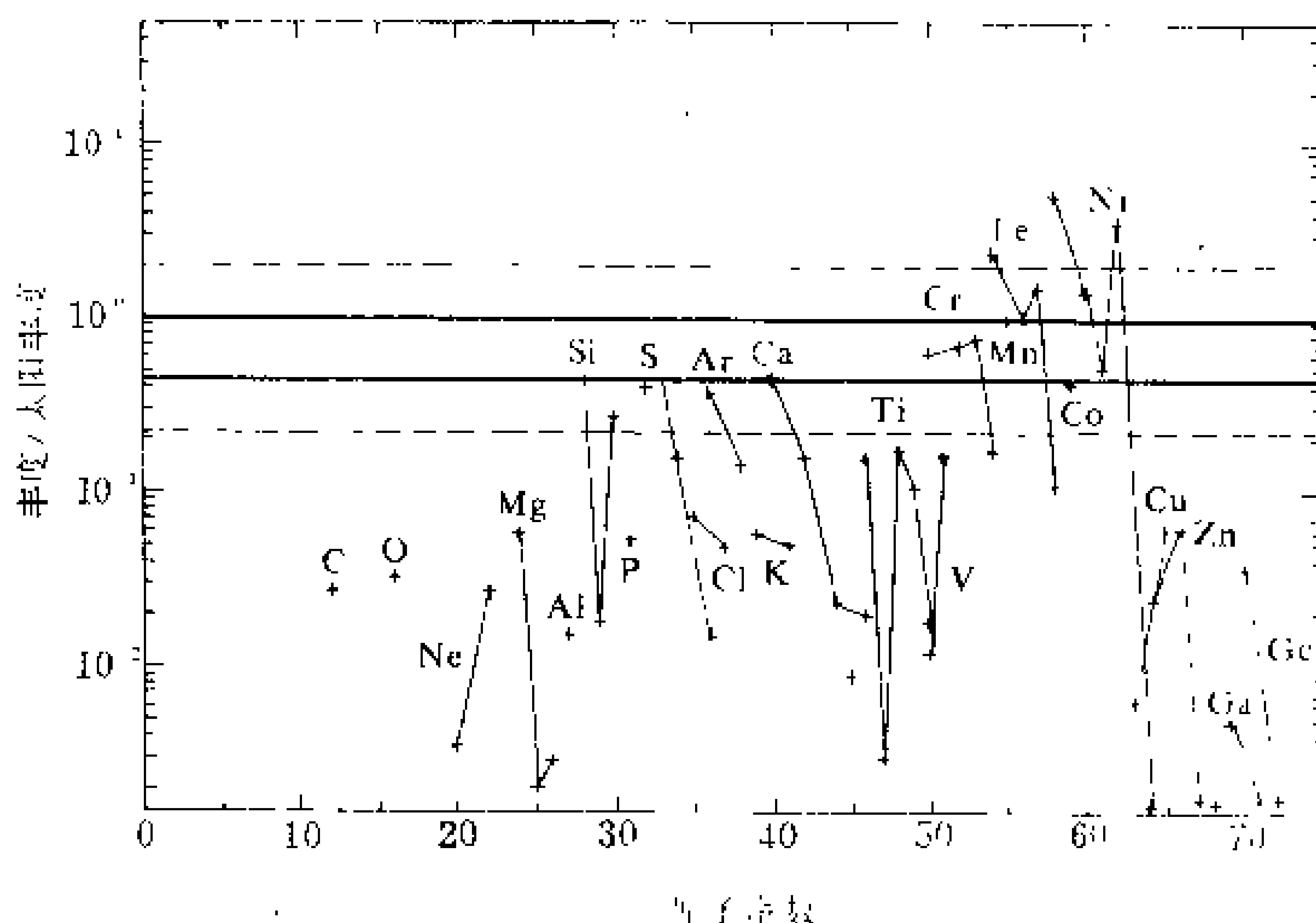


图 5.42 碳爆燃模型的核合成, 稳定同位素的丰度是相对于太阳丰度

示. 铁族元素比由 Si 到 Ca 的丰度约大两倍, 这便意味着 SN Ia 的主要核合成产物是铁族元素.

第六章 致 密 星

目前研究十分活跃且引人入胜的领域——致密星的研究正方兴未艾，… 它们经历着自然界全部四种相互作用，许多新物理观念正荡激着其他物理学分支.

—— 夏皮罗:《致密天体物理》

§6.1 致密星的形成

致密星——白矮星、中子星和黑洞是正常星走向死亡时"诞生"的，亦即当它们的大部分核燃料已耗尽时的归宿. 三种致密星与正常星的差别有两大基本点. 其一，由于它们不再燃烧核燃料，从而不能靠产生热压力来支持自身的引力塌缩. 其二、致密星是尺度非常小的天体，与相同质量的正常星相比，其半径小得多，故表面引力场很强. 这些引人注目的特性由表6.1和图1.5可一目了然.

表6.1 致密星的特征

天体	质量(M)	半径(R)	平均密度(gcm^{-3})	表面引力势$\left(\frac{GM}{Rc^2}\right)$
太阳	$M_\odot$	$R_\odot$	1	10^{-6}
白矮星	$\lesssim M_\odot$	$10^{-2}R_\odot$	$\leqslant 10^7$	$\sim 10^{-4}$
中子星	$\sim 1-3M_\odot$	$10^{-5}R_\odot$	$\leqslant 10^{15}$	$\sim 10^{-1}$
黑洞	任意值	$2GM/c^2$	$\sim M/R^3$	~ 1

由于致密星的密度涉及高密度很宽的范围，它们的分析研究便需

要对物质结构和相互作用在很复杂的参数范围内加以深入理解，全部四种相互作用在致密星中都起重要作用. 由于涉及强引力场，广义相对论便占有重要位置.

白矮星在其长时间的冷却过程中由光学望远镜可直接观测到. 中子星作为射电脉冲星可用射电望远镜观测，亦可间接地作为X射线脉冲星加以观测. 黑洞只能通过它对其周围环境的外加影响而间接地观测分析.

致密星是恒星演化的终结阶段. 确定一颗恒星它是否以白矮星、中子星和黑洞为其归宿的主要依据是它的质量.

表 6.1 是目前对恒星演化终结情况的划分.

表 6.2 恒星演化终态和质量的关系

质量范围	恒星的结局
$\leqslant M_\odot$	长寿命的黑矮星
$1\leqslant M/M_\odot\leqslant(3-6)$	白矮星十行星状星云，质量损失
$3-6\leqslant M/M_\odot\leqslant(5-8)$	(a) $^{12}C+^{12}C$ 简并碳点火，爆燃或爆轰. (b) 脉动促进质量损失演化为白矮星
$(5-8)\leqslant M/M_\odot\leqslant(60-100)$	核心塌缩 + 超新星→ 中子星某些成为黑洞

天文观测原则上能证实这样的想法，致密星是恒星演化的最终产物. 通过计数银河系中恒星自形成后的死亡数，可估算出目前银河系内现存的致密星数，我们可与观测加以比较. 这种计算对白矮星而言较可靠，由于已获得白矮星和行星状星云的大量观测资料，依据恒星死亡率可估计它们的空间数密度并与观测加以验证. 对中子星和黑洞的推算则很不肯定. 除了其前身星的质量不确定外，另一复杂性是中子星或黑洞，当它们作为脉冲星或致密X射线源活动时，在天文上被观测的时间太短暂. 表 6.3 是太阳周围致密星的某些估算，其中

$$\frac{\rho}{\rho_T} = \frac{n\langle M\rangle}{\rho_T} \qquad \text{(白矮星和中子星)} \qquad (6.1)$$

n 是数密度，ρ_T 是总质量密度，$\rho_T = 0.14 M_\odot \mathrm{pc}^{-3}$，$\langle M\rangle$是平均质量，$\langle M\rangle_{白矮星} = 0.65 M_\odot$，$\langle M\rangle_{中子星} = 1.4 M_\odot$．对于黑洞：

$$\rho/\rho_T = \frac{T_0}{\rho_T}\int_{M_1/M_\odot}^{M_2/M_\odot} M\psi_s \, d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 0.49\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-0.35}\Bigg|_{M_1/M_\odot}^{M_2/M_\odot} \qquad (6.2)$$

此处萨尔彼特(Salpeter)诞生函数为 $\psi_s d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 2\times 10^{-12} \cdot \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-2.35} d\left(\frac{M}{M_\odot}\right)$ 星·秒差距$^{-3}$年$^{-1}$．

每一致密星在太阳周围的平均间距$\langle d\rangle$由下式给出：

$$\langle d\rangle = 1/\left(\frac{4\pi}{3} n\right)^{1/3} \qquad (6.3)$$

表 6.3　太阳周围的致密星

天体	母星的质量范围 ($M_\odot$)	银河系累积诞生率 (每年)	数密度 (pc^{-3})	ρ/ρ_T	$\langle d\rangle$ (pc)
白矮星	1 — 4	0.16	1.5×10^{-2}	0.070	2.5
中子星	4 — 10	0.021	2.0×10^{-3}	0.020	4.9
黑　洞	>10	0.0085	8.0×10^{-4}	0.22	6.7

§6.2　白矮星

1. 白矮星理论简史

白矮星是质量约为 $1M_\odot$，半径约为 5000 千米，平均密度高达 10^6 克·厘米$^{-3}$的奇异的天体．这种星不再燃烧核燃料，它们靠辐射残存的热能慢慢冷却．这类星的典型代表是天狼星的著名伴

星，即天狼B. 由开普勒第三定律可推算出它的质量，共范围是$0.75M_\odot$至$0.95M_\odot$. 它的光度$L=L_\odot/360$. 1914年Adams惊人的发现，该星是"白"色，由光谱测量推得其有效温度很高.

爱丁顿在1926年曾提出"白矮星质量与太阳相同但半径比天王星还小"，"白矮星在宇宙中可能很丰富，因已知的白矮星都非常靠近太阳".

当Dirac(1926)刚完成Fermi－Dirac统计之后一个月，Fowler(1926)在他的开拓性的文章中提出"电子简并压可支持恒星的引力塌缩".

实际的白矮星模型是由钱德. 拉塞卡(Chandrasekhar, 1930)所完成的，他考虑到狭义相对论对简并电子的物态方程的影响. 于1931年完成了白矮星这一重大发现：白矮星的最大质量为$1.4M_\odot$，其精确值依赖于物质的成分. 为了纪念这一伟大发现将这一最大质量称为钱德拉塞卡质量极限(Chandrasekhar limit)，简称钱氏质量极限.

广义相对论在修正白矮星的质量－半径关系中的作用由卡普兰(Kaplan, 1949)和钱德拉塞卡(1964)分别完成.

2. 多方球

白矮星内物质可明显地划分为两种成分. 首先，简并电子提供几乎全部压力，它们的极高的热传导率是星内能量传递的最有效的模式. 其次，离子占有主要的质量，它包含着由星冷却而最终辐射掉的全部储存的热能. 因此流体静力学平衡方程和热平衡方程可以不耦联.

白矮星内物质是完全电离的，即使它冷却到零温度. 一般地说，总压力是离子的压力P_i和电子压力P_e之和，但由于P_i/P_e很小(典型值仅为百分之几)，因此可假定总压力P就是Pe.

对小质量白矮星，中心密度为10^6克／厘米^3，简并电子的运动是非相对论的，电子压力可表示为多方指数$n=1.5$：

$$P_e = \frac{(3\pi^2)^{2/3}\hbar^2}{10\pi^2 m_e}\left(\frac{\rho}{m_p\mu_e}\right)^{5/3} = 1.0\times 10^{13}\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3} \tag{6.4}$$

电子数密度 n_e 和离子质量密度 ρ 的关系是 $n_e = \rho / m_p\mu_e$, μ_e 是平均分子量. 应注意 μ_e 与通常恒星中的平均分子量 μ 不同, 如果电离是完全的且大部分质量限于单一原子种类, 则可以令 $\mu_e = A/Z$.

在质量稍大的白矮星内, 中心密度超过 10^6 克/厘米^3, 平均电子能量是相对论性的, 电子压力近似地由 $n=3$ 的多方过程表示:

$$P_e = \frac{\hbar c(3\pi^2)^{1/3}}{4}\left(\frac{\rho}{m_p\mu_e}\right)^{4/3} = 1.24\times 10^{15}\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} \tag{6.5}$$

由多方物态方程构成的平衡结构称为多方球(polytropes)且分析起来简便. 我们先讨论作为多方球的白矮星的两种极限情况, 低密度($n=1.5$)和高密度($n=3$), 然后讨论中介密度情况.

由流体静力学平衡方程

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2\rho \tag{6.6}$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\rho}{r^2} \tag{6.7}$$

可结合为下式

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{\rho}\frac{dP}{dr}\right) = -4\pi G\rho \tag{6.8}$$

将物态方程 $P = K\rho^{\gamma}$, $\gamma = 1 + \frac{1}{n}$ 代入(6.8)式得

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2K}{\rho}\gamma\rho^{\gamma-1}\frac{d\rho}{dr}\right) = -4\pi G\rho \tag{6.9}$$

这是密度 ρ 的二阶微分方程. 利用边界条件 $r=0$ 处 $\rho=\rho_c$, $r=R$ 处 $\rho=0$, 可解此方程.

引入以下关系式

$$\rho=\rho_c\theta^n \tag{6.10}$$

$$r=a\xi \tag{6.11}$$

$$a=\left[\frac{(n+1)k\rho_c^{\left(\frac{1}{n}-1\right)}}{4\pi G}\right]^{1/2} \tag{6.12}$$

那末(6.9)式成为无量纲形式

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\theta}{d\xi}\right)=-\theta^n \tag{6.13}$$

这就是多方指数为 n 的多方球结构的 Lane－Emden 方程．在多方球中心的边界条件是

$$\theta(0)=1 \tag{6.14}$$

$$\theta'(0)=0 \tag{6.15}$$

条件(6.14)可由(6.10)式直接看出，条件(6.15)则由 $m(r)=\frac{4\pi\rho_c r^3}{3}$ (近于中心)得出，因此，由(6.7)式，$\frac{dP(\rho)}{dr}=0=\frac{d\rho}{dr}$ (在恒星中心)．利用边界条件方程(6.13)可很容易作数值积分，很易看出，对于 $n<5$ ($\Gamma>\frac{6}{5}$)，方程的解是单调下降，在 $\xi=\xi_1$ 处变为零，$\theta(\xi_1)=0$．这一点对应于星的表面，即 $P=\rho=0$．星的半径 R 为

$$R=a\xi_1=\left[\frac{(n+1)k}{4\pi G}\right]^{1/2}\rho_c^{\frac{(1-n)}{2n}}\xi_1 \tag{6.16}$$

其质量则为

$$M=\int_0^R 4\pi r^2\rho dr=4\pi a^3\rho_c\int_0^{\xi_1}\xi^2\theta^n d\xi$$

$$= -4\pi a^3\rho_c\int_0^{\xi_1}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\theta}{d\xi}\right)d\xi$$

$$=4\pi a^3\rho_c\xi_1^2|\theta'(\xi_1)|$$

$$=4\pi\left[\frac{(n+1)k}{4\pi G}\right]^{3/2}\rho_c^{(3-n)/2n}\xi_1^2|\theta'(\xi_1)| \quad (6.17)$$

将(6.16)式和(6.17)式中的 ρ_c 相消，可得多方球的质量－半径关系：

$$M=4\pi R^{(3-n)/(1-n)}\left[\frac{(n+1)k}{4\pi G}\right]^{n/(n-1)}\xi_1^{(3-n)/(1-n)}\xi_1^2|\theta_\xi'(\xi_1)| \quad (6.18)$$

我们特别感兴趣的解是

$$\Gamma=\frac{5}{3},\ n=\frac{3}{2},\ \xi_1=3.65375\quad \xi_1^2|\theta'(\xi_1)|=2.71406$$

$$\Gamma=\frac{4}{3}\quad n=3,\quad \xi_1=6.89685\quad \xi_1^2|\theta'(\xi_1)|=2.01824$$

于是，对低密白矮星（$\Gamma=\frac{5}{3}$）：

$$R=1.122\times10^4(\rho_c/10^6\mathrm{g\,cm^{-3}})^{-1/6}\left(\frac{\mu_e}{2}\right)^{-5/6}\mathrm{km}$$

$$M=0.4964\,(\rho_c/10^6\mathrm{g\,cm^{-3}})^{1/2}\left(\frac{\mu_e}{2}\right)^{-5/2}M_\odot$$

$$=0.7011\ (R/10^4\mathrm{km})^{-3}\left(\frac{\mu_e}{2}\right)^{-5}M_\odot$$

对高密度情况（$\Gamma=4/3$）：

$$R = 3.347 \times 10^4 (\rho_c / 10^6 \mathrm{g cm^{-3}})^{-1/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{-2/3} \mathrm{km}$$

$$M = 1.457 \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^2 M_\odot$$

上式中的质量极限称为钱氏质量极限，缩写为 M_{ch}，它表示白矮星最大可能的质量．对于冷的理想气体情况下，M_{ch} 对物质成分的依赖关系完全包含在 μ_e 中．

用精确的费米气体的物态方程积分白矮星的结构方程，钱德拉塞卡(Chandrasekhar)(1939)所得结果如图 6.1 所示，在相当的范围内与多方球近似是相吻合的．

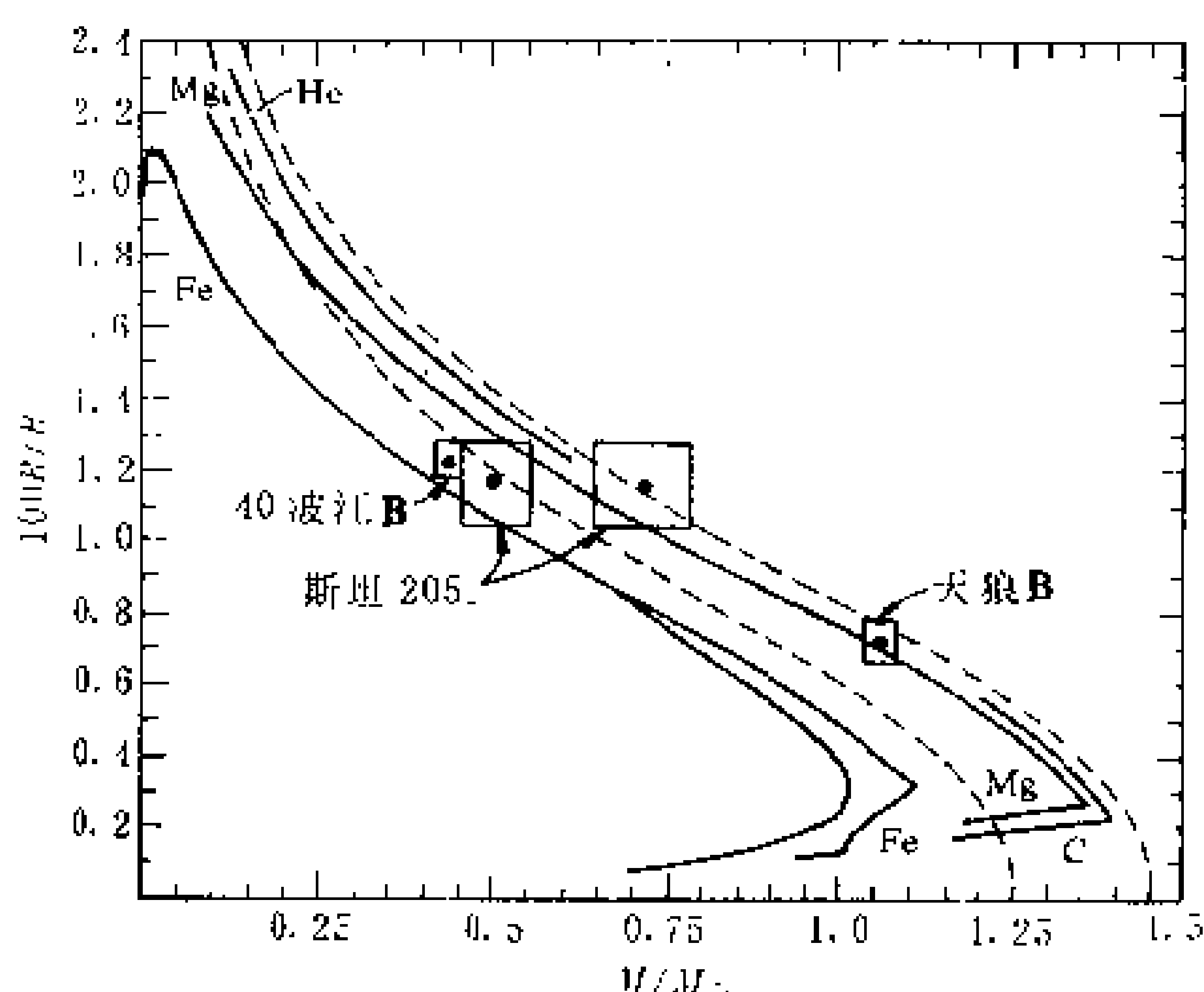


图 6.1 质量和半径的关系图虚线是Chandrasekhar 的模型，上面的表示 $\mu_e = 2$，下面的 $\mu_e = 2.15$．方框代表观测值的误差框

3. 钱德拉塞卡质量极限

简并星存在质量极限是非常重要的结果，我们可用简单的方

法来理解它，该方法可适用于白矮星和中子星.

设在半径为 R 的星内存在 N 个费米子，因此费米子的数密度是 $n \sim N/R^3$，每个费米子的体积为 $v \sim \dfrac{1}{n}$（泡利原理）. 由测不准关系知费米子的动量是 $\hbar n^{1/3}$. 气体粒子的费米能在相对论状态下为 E_F.

$$E_F \sim \hbar n^{1/3} c \sim \frac{\hbar c N^{1/3}}{R}$$

而每个费米子的引力能为 E_G

$$E_G \sim -\frac{GMm_B}{R}$$

其中 $M = Nm_B$. 总能为 E

$$E = E_F + E_G = \frac{\hbar c N^{1/3}}{R} - \frac{GNm_B^2}{R} \tag{6.19}$$

可证明，当总能为极小时，可达到平衡. 因此处于平衡时的最大重子数 N_{max} 可令(6.19)式中 $E=0$ 来确定

$$N_{max} \sim \left(\frac{\hbar c}{Gm_B^2}\right)^{3/2} \sim 2 \times 10^{57} \tag{6.20}$$

$$M_{max} \sim N_{max} m_B \sim 1.5 M_\odot \tag{6.21}$$

由此可见除了与组成有关的数值因子外，简并星的最大质量仅依赖于基本物理常数.

与 M_{max} 相应的平衡时的半径 R 可由相对论简并加以确定，即

$$E_F \geqslant mc^2$$

其中 m 既代表电子的质量亦表示中子的质量. 由(6.20)式和 $E_F = \dfrac{\hbar c N^{1/3}}{R}$，可求得 R 分别

$$R \leqslant \frac{\hbar}{mc}\left(\frac{\hbar c}{Gm_B^2}\right)^{1/2} \sim \begin{cases} 5\times 10^8\text{cm}, & m = m_e \\ 3\times 10^5\text{cm}, & m \doteq m_n \end{cases}$$

4. 理论与观测的比较

白矮星由表面发出辐射慢慢冷却，其时标很长，以致许多简并矮星在相当长的时间内仍能被观测．这一幸运的情况导致对白矮星理论进行"零级"检验，亦即它们在赫罗图($H-R$ 图)上的位置．$H-R$ 图是光度 L 和有效温度 Te 的 $\log L-\log Te$ 图，Te 定义为

$$L = 4\pi R^2 \sigma Te^4 \tag{6.22}$$

一定质量的白矮星具有一定的半径，因此由上式可见在 $H-R$ 图上占有一定的直线．由于白矮星的质量为 $1M_\odot$ 左右，所有白矮星在 $H-R$ 图上分布于一条窄带内，即位于主星序的左下角．如图 6.2 所示，由图可见，理论与观测符合的较满意．

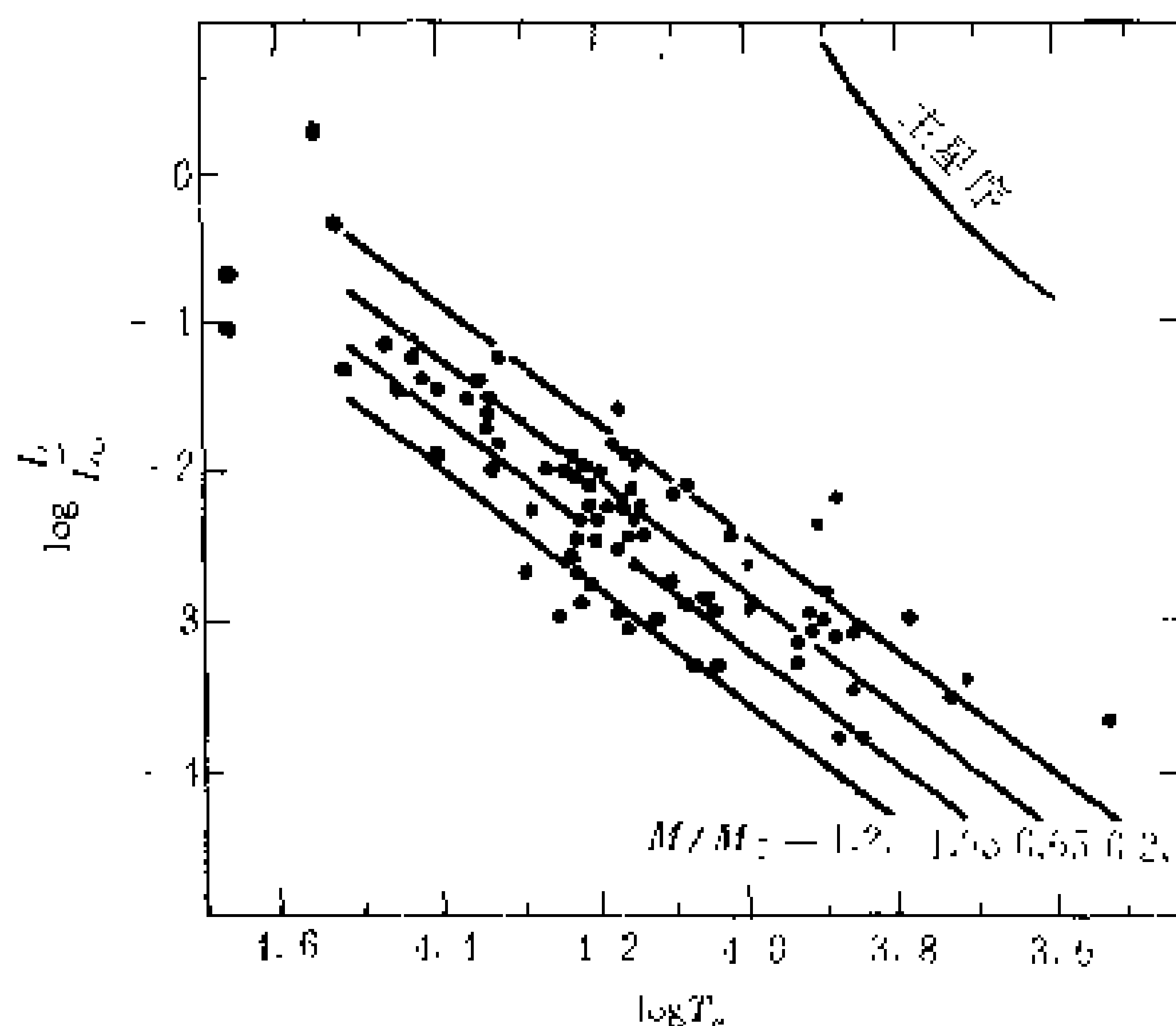


图 6.2 已知距离的白矮星的 $H-R$ 图．图中对角线对应一定半径，分别标明相应的质量

将观测到的白矮星的辐射与大气模型相比较可以确定它的半径 R，观测的辐射流 F_ν 以下式表示

$$F_\nu = \frac{R^2 F_\nu(\text{表面})}{D^2} \tag{6.23}$$

其中 D 是白矮星的距离，D 可由三角视差的测量确定. 大气模型依赖于有效温度和表面重力，进而可推算出在各种波长处的可观测的辐射流，因此可求出半径 R. Shipman (1979) 给出了详细的表.

白矮星的质量的确定很困难，因为它必须是双星或三重星的成员. 表 6.4 给出精度较高的例子.

表 6.4　由光学观测的白矮星的质量和半径

星名	质量 ($M_\odot$)	半径 ($R_\odot$)	红移 (kms^{-1})
SiriusB	1.053	.0074	89 ± 16
40 EriB	0.48	.0124	23.9 ± 1.3
Stein 2051	0.50	.0115	?

由爱因斯坦引力红移可进一步检验白矮星的质量 – 半径关系，即

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{GM}{c^2 R}$$

引力红移通常表为一等价的多普勒红移

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$$

即

$$v = 0.6362 \frac{M/M_\odot}{R/R_\odot} \ \text{km s}^{-1}$$

对于 Sirius B，$v \sim 91 \pm 8\text{km s}^{-1}$，而 40 EriB，$v \sim 22 \pm 1.4\text{km s}^{-1}$，这些值与表6.4 中的观测值符合的很好.

§ 6.3 中子星

1. 历史

如本章开始时所述，恒星演化最后阶段可形成三类产物中，最早被天文观测发现的是白矮星. 值得再次强调的是，对白矮星来说，实践走在了理论的前面. 白矮星是在天文学家还不知道它是什么样的星和它为什么辐射的情况下，凭经验发现的. 物理学家只是在白矮星发现之后很久才形成了简并气体的概念.

中子星的发现过程则完全不同了. 在天文学家真正发现它们之前 30 多年，理论物理学家就已在"笔尖上"发现了它们. 1934 年巴德(Baade)和兹维基 Zwicky 便提出超新星爆发后在核心形成中子星，它们是高密度和小半径，被强引力束缚.

首先计算中子星模型的是奥本海默(Oppenheimer)和沃尔科夫(Volkoff)(1939). 他们假定物质是由高密无相互作用的理想中子气组成的. 以后许多著名的物理学家都在研究中子星. 但此后 30 年来它一直被天文学界所忽视，其理由十分简单，因为一开始就清楚地认识到，通过天文观测很难发现这种天体. 如果一个只有 10 千米半径的天体即使放在最近的恒星那样近(10 光年)，就是用最大的望远镜也无法识别它. 可设想，该中子星的表面温度与太阳的一样，即 6000 K，那末其绝对星等约为 30^m，视星等将弱到 27^m，而目前最大望远镜的极限星等是 23^m. 实际上，最近的中子星离我们至少几十光年，因此用光学方法发现中子星的努力显然是注定要失败的.

但随着 X 射线天文学的发展，探测中子星的可能性有了显著的增长. 第一批 X 射线源发现以后，立刻就猜想它们可能是盼望已久的中子星. 事实上，通过引力坍缩形成的中子星温度极高(几十亿度). 由维恩位移定律 $\lambda_m T \approx 0.3$，辐射的极大位置对应

于$\lambda_m \approx 0.03$埃．这一辐射光子的能量 $h\nu \sim$ 400 keV，属于硬 X 射线范围．现代 X 射线天文的技术完全能测量这种辐射源．

看来一切都不错，有一段时间天文学家似乎觉得神秘的中子星——这个20世纪理论思维的骄傲——终于被人们发现了．自然界又一次证明自己比科学家想象中的世界复杂得多和丰富得多．计算确切地证明，本来是热的中子星将戏剧性地迅速冷却．大量产生的中微子将畅通无阻地逃离中子星，带走巨大能量使中子星很快冷却，所以新生中子星由于过快冷却，不可能被证认为观测到的 X 射线源．

象传说中的蓝色鸣鸟一样，真正的中子星又一次从我们手中溜走了．突然，一件完全意料不到的事情发生了：中子星终于被发现了！1968年2月，象一声晴天春雷，《自然》杂志刊出了著名英国射电天文学家休伊什(Hewish)及其同事的论文，论文宣布发现了脉冲星(Pulsar)．很值得介绍这个二十世纪天文学最重大发现究竟是怎样作出来的．1967年夏天，休伊什教授的二十四岁的女研究生乔丝琳·贝尔(J. Bell)发现一个不熟悉的源竟然在夜间闪烁．重复的观测证实，这个奇特的源每天在固定时刻经过子午圈，它是真实的．1967年11月，发现了一个惊人的现象，这个源的变化是严格周期性的出现的很短的射电脉冲．

这一完全新奇的现象引起剑桥射电天文学家的苦思冥想．他们在未弄清楚这些神秘天体的本质之前不发表他们的结果．只是在明白了这些源在太阳系之外，是迄今未知的一类天体，这才公布了他们的发现(从发现到公布整整半年)．新发现这类源立刻获得了非常贴切的名字——脉冲星．脉冲星的发现确实震动了天文界和物理界，被誉为20世纪60年代四大发现之一，很快于1974年获得诺贝尔物理奖．

1968年秋，几乎同时发现了蟹状星云和船帆座(Vela)中的脉冲星，它们都是超新星遗迹，从而为超新星爆发产生中子星提供了证据．众所周知，蟹状星云是公元1054年中国天文学家所发

现的超新星爆发.

2. 物态方程和中子星模型

完整地建立中子星模型比白矮星复杂得多. 首先，需要核物质密度($\rho_{nucl}\sim 2.8\times 10^{14}$ g cm^{-3})或高于此密度的物态方程，在此高密度时强相互作用(核力)不能忽略掉. 其次，由于高密度，广义相对论效应变得很重要.

我们对致密物质($\rho>\rho_{drip}\approx 4.8\times 10^{11}$g cm^{-3} 至 $\rho>\rho_{nucl}$)的认识还不完全，特别是在 ρ_{nucl} 之上物质. 不仅核势的表达式仍不确定，而且解多体问题的薛定谔方程的方法仍在探索. 中子星的性质对物态方程十分敏感. 由于缺少高于 ρ_{nucl} 的实验数据，因此反过来，中子星的观测特性(最大质量和转动惯量)成为检验致密物质理论的最好的判据.

核子间或核子与其他重子间的相互作用比荷电粒子间的电磁耦合复杂得多. 基本上说，强相互作用是用在 π 介子康普顿波长 $\hbar/m_\pi c$ 距离处的吸引和矢量介子(质量与核子质量差不多)康普顿波长处的排斥力来加以描述，排斥部分的范围可以用 $\hbar/m_p c$ 来度量. 粒子间的势的示意图如图 6.3 所示.

粒子间平衡间距位于 $\hbar/m_\pi c$ 和 $\hbar/m_p c$ 之间，一般采用 $r_0=\dfrac{\hbar}{2m_p c}$ $=0.7\times 10^{-13}$ 厘米. 因此物质平均密度约为

$$\rho\sim 3m_p/4\pi r_0^3\simeq 1.2\times 10^{15}\text{克/厘米}^3 \tag{6.24}$$

在此高密度对于强相互作用的核子来说，没有简单的物态方程，但我们设核子是非相对论简并气体，便能估计压强 P:

$$P\sim \frac{\hbar^2(3\pi^2)^{2/3}}{5m_p^{8/3}}n^{5/3}\simeq 5.4\times 10^9\rho^{5/3} \tag{6.25}$$

用(6.24)式给出的密度代入，可得

$$P\sim 7.4\times 10^{34}\text{达因/厘米}^2$$

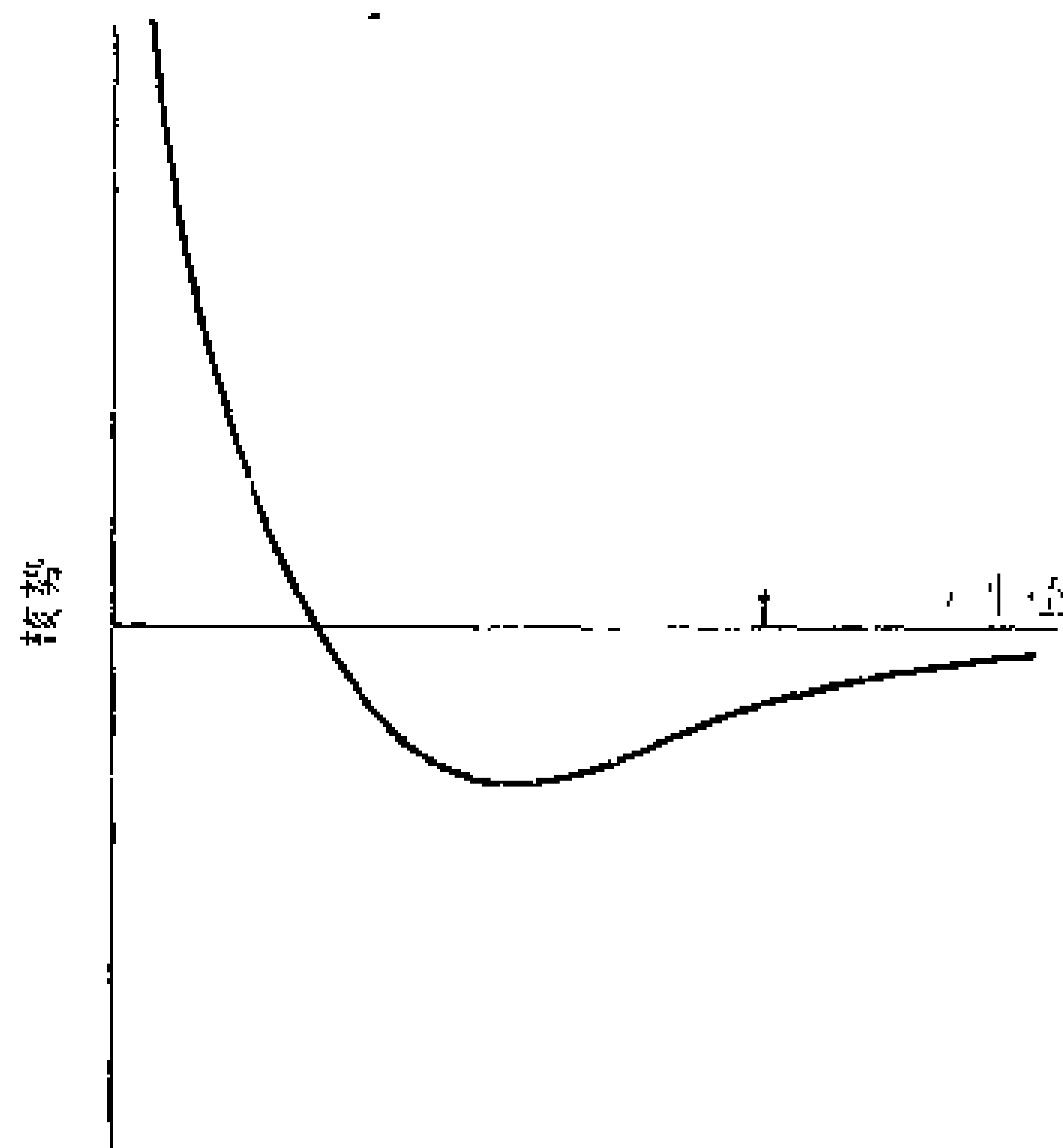


图 6.3 两核之间的势与间距关系

我们估算一下中子星的临界质量 M_{crit}. 一个系统的总能量 E_T:

$$E_T \sim \frac{\hbar c Z^{4/3} N^{4/3}}{R} - \frac{M^2 G}{R} \qquad (\text{极端相对论})$$

令 $E_T = 0$, 可求出 M_{crit}:

$$M_{\text{crit}} = \left(\frac{Z}{A}\right)^2 m_p \left(\frac{\hbar c}{m_p^2 G}\right)^{3/2} \simeq 1.86 M_\odot \qquad (6.26)$$

对于中子星可取 $A = Z = 1$.

利用(6.24)式和(6.26)式可求出中子的半径 R:

$$R \sim \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{1/3} \approx 9.2 \text{ 千米} \qquad (6.27)$$

此值相当于 $10^{-5} R_\odot$. 由此可见, $\frac{2MG}{Rc^2} = 0.06$, 这表明对中子

星而言，广义相对论效应起重要作用.

中子星另一重要参量是转动惯量 I，中子星内部密度几乎是均匀的，其转动惯量 I 近似表示为

$$I \simeq \frac{2}{5} MR^2 = 1.3 \times 10^{45} \text{克·厘米}^2 \tag{6.28}$$

中子星的结构由所用物态方程和引力理论来决定. 考虑到广义相对论的影响，奥本海默和沃尔科夫建立了中子星流体静力平衡结构的 OV 方程:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{[\rho(r) + P(r)/c^2][m(r) + 4\pi r^3 \rho(r)/c^2] G}{r^2(1 - 2Gm(r)/rc^2)} \tag{6.29}$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \tag{6.30}$$

其中 $m(r)$ 包含在半径为 r 的球内的质量. 上述两个方程的边界条件是在中心处无奇点，在其表面的压力或密度可表示为 R 处的值:

$$\begin{aligned} P(R) &= P_{表} \\ m(0) &= 0 \end{aligned} \tag{6.31}$$

显然，当 $2MG/Rc^2 \ll 1$ 时，方程(6.29)便还原为牛顿力学的恒星结构方程. 理论计算与观测资料比较表明，两者基本相符. 许多问题仍需深入研究. 表(6.5)给出中子星某些参量，图 6.4 是中子星结构的示意图.

表6.5　中子星的参量

物理量	量级估计	现在较好的估算值
密度 ρ (克／厘米^3)	1.2×10^{15}	10^{14} — 7×10^{15}
压强 P(达因／厘米^2)	3.4×10^{35}	10^{34} — 3×10^{36}
质量 $M_\odot$	1.86	0.5 — 2.7
半径 R(千米)	9.2	7 — 20
转动惯量(克·厘米^2)	1.5×10^{45}	10^{44} — 10^{45}

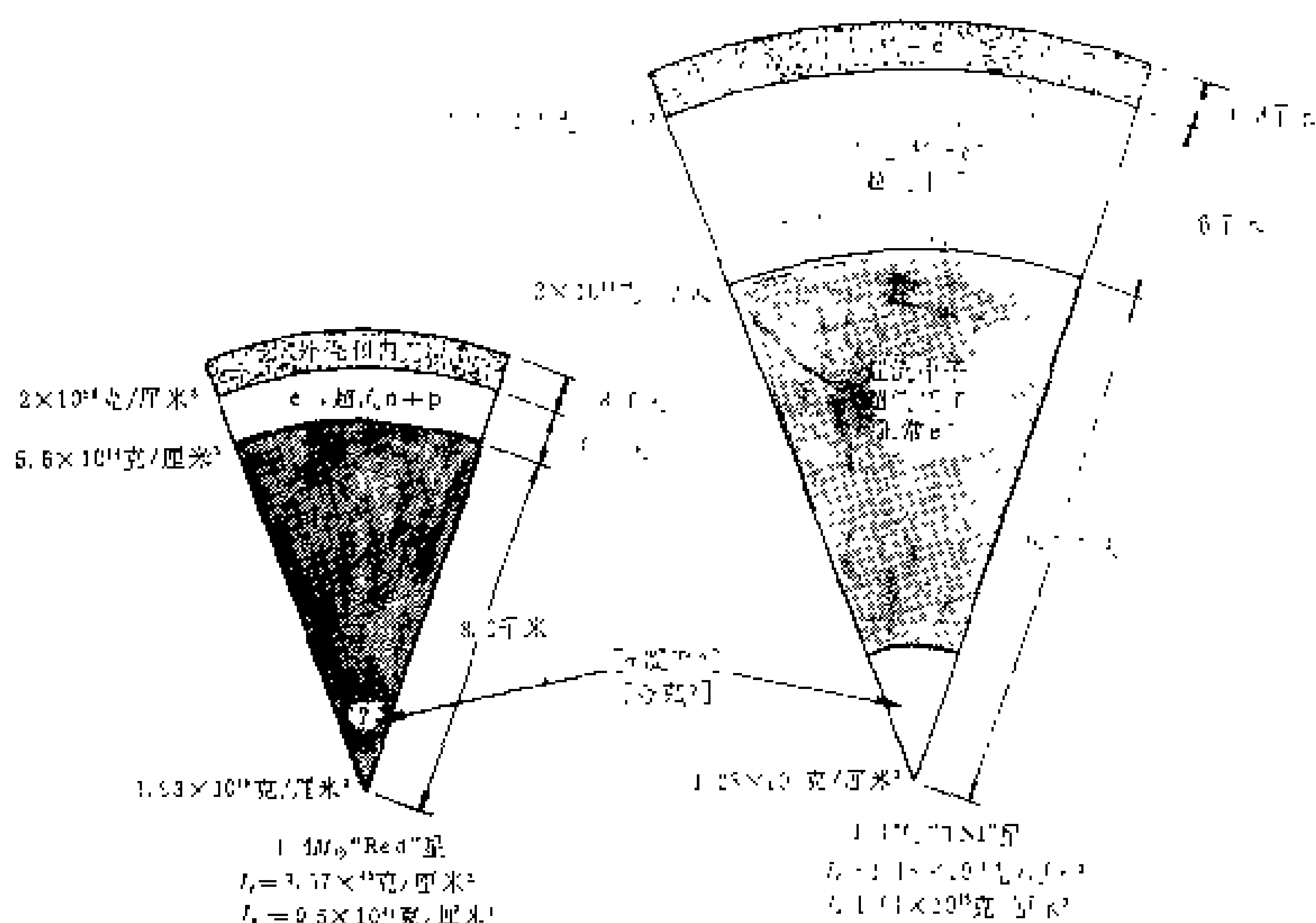


图 6.4　$1.4M_{\odot}$ 中子星的剖面图

由中子星结构图可区分为以下各区：

1. 表层（$\rho \leqslant 10^6$ 克／厘米^3）. 对大多数中子星，此区的温度和磁场将明显地影响到物态方程.
2. 外壳（$10^6 < \rho < 4.3\times10^{11}$ 克／厘米^3）. 固态区，此区内重核的库仑晶格和相对论简并电子气共同处于 $\beta-$ 平衡.
3. 内壳（4.3×10^{11} 克／厘米$^3 < \rho < 2\times10^{14}$ 克／厘米^3）. 该区由富中子的核的晶格和超流中子气及电子气所组成.
4. 中子流体（2×10^{14} 克／厘米$^3 < \rho < \rho_{\text{core}}$）. 它含有超流中子，小浓度的超流质子和电子.
5. 核心区（$\rho > \rho_{\text{core}}$），该区与 π 凝聚有密切关系，也许是夸克组成. 是不肯定的区.

最后应指出，中子星的最大质量 $m_{\max}$ 由于物态方程不确定故仍不能完全确定，一般认为 $m_{\max} \leqslant 3M_{\odot}$.

§6.4 脉冲星

1. 发现和证认为中子星

1967 年英国剑桥射电天文学家发现的脉冲星在现代天体物理中占有最有影响和极重要的位置. 这种奇特的天体确定了中子星的存在及其与超新星爆发的关系. 它们也是新发现的宇宙射线源, 同时提供了在银河系内估计天体距离的新方法. 包含有脉冲星 PSR 1913+16 的双星系统的观测为由爱因斯坦广义相对论所预言的引力辐射提供了坚实的依据.

当休伊什等于 1968 年公布这一震惊世界的消息时, 周期为 1.377 秒的射电脉冲星的发现并不是处于理论真空中, 在此之前的 30 多年中已作了大量的理论研究. 然而, 脉冲星被证认为中子星对大多数天体物理学家来说不是立刻弄明确的. Gold (1968) 首先指出观测到的脉冲星事实上是快速旋转的中子星, 表面磁场约为 10^{12} 高斯, 他指出这种天体可以说明脉冲星的许多观测特性, 诸如脉冲周期的稳定性, 当脉冲星慢慢失去它的旋转能时, 其周期可有少量的增长. 在此稍后, 果然发现了蟹状星云脉冲星旋转变慢. 他于 1969 年又论证脉冲星能量的损失与蟹状星云的能源大致相等. 这些成功的解释, 连同其他可能性论证的失败, 这才导致脉冲星的中子星模型被普遍接受.

排除其他可能性的关键观测事实是:

1. 脉冲星的周期范围是 1.6 毫秒到 4.3 秒.
2. 脉冲星的周期总是缓慢地增加, 从未降低 (除了偶然的脉冲星周期突变(glitch)),
3. 脉冲星是非常好的钟, 某些脉冲星的周期已测到 13 位数字.

由第一点可知 1.6 毫秒对应于光传输的范围仅 500 千米, 这便确

定了发射源的大小的上限为500千米．由脉冲星是如此准的好钟可知，发射源必须与总体源耦联在一起，因此它只能是致密天体：白矮星、中子星或黑洞．

首先考虑白矮星模型．它有三种可能性表现为好钟的机制：旋转、脉动和双星系统．

对于旋转白矮星最短的周期由它的临界破碎速度所决定：

$$\Omega^2 R \sim \frac{GM}{R^2} \tag{6.32}$$

上式可改写为平均密度：

$$\Omega^2 \sim G\rho$$

若用最大密度 $\rho \sim 10^8$ 克／厘米^3，那末得出周期 P

$$P = \frac{2\pi}{\Omega} > 1 \text{ 秒} \tag{6.33}$$

这一结果又排除了旋转白矮星．至于白矮星的脉动也不行．因为任何小的扰动都可破坏振动周期的形状，同时在振动系统中能量损失导致周期变短．至于双星系统，(6.32)式中 R 应由轨道半径 r 代替，因 $r>R$，由(6.33)式可见周期很长．

对于黑洞来说（见下节），它无周期性辐射．因此只有旋转的中子星可作为脉冲星的模型．

2. 观测特性

由于篇幅所限，对脉冲星极丰富的观测特性仅作概述．

a. 脉冲形状和谱

目前已发现400多颗脉冲星．它们都展现为宽带射电发射，以周期性脉冲形式(参看图6.5)脉冲强度是变化的，某些时候甚至消失，但脉冲是周期性的．在毫秒时标上，脉冲的形状十分复杂，典型的脉冲是由两个或多个次脉冲所组成．次脉冲呈现为更复杂的结构，其时标可短到10微秒．但数百个脉冲的平均值是稳定的.(参看图6.6)．通过测量平均脉冲到达的时间，可证明

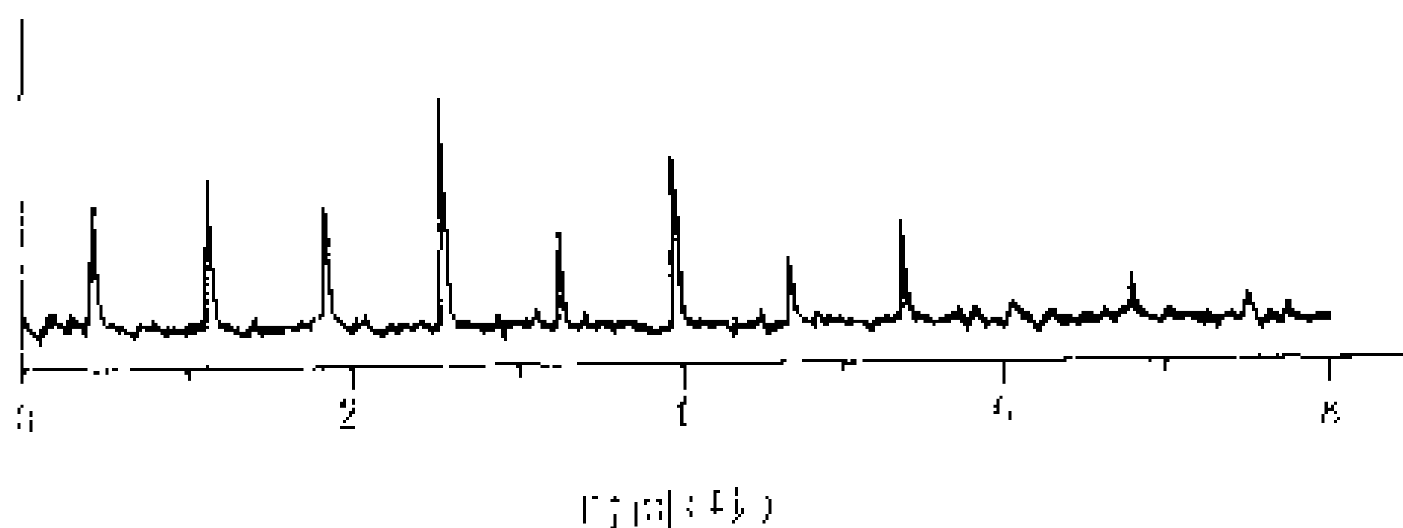


图 6.5　第一颗脉冲星PSR 0329+54 发现脉冲时的一段记录
频率 $\nu=410$ MHz　$P=0.714$ 秒

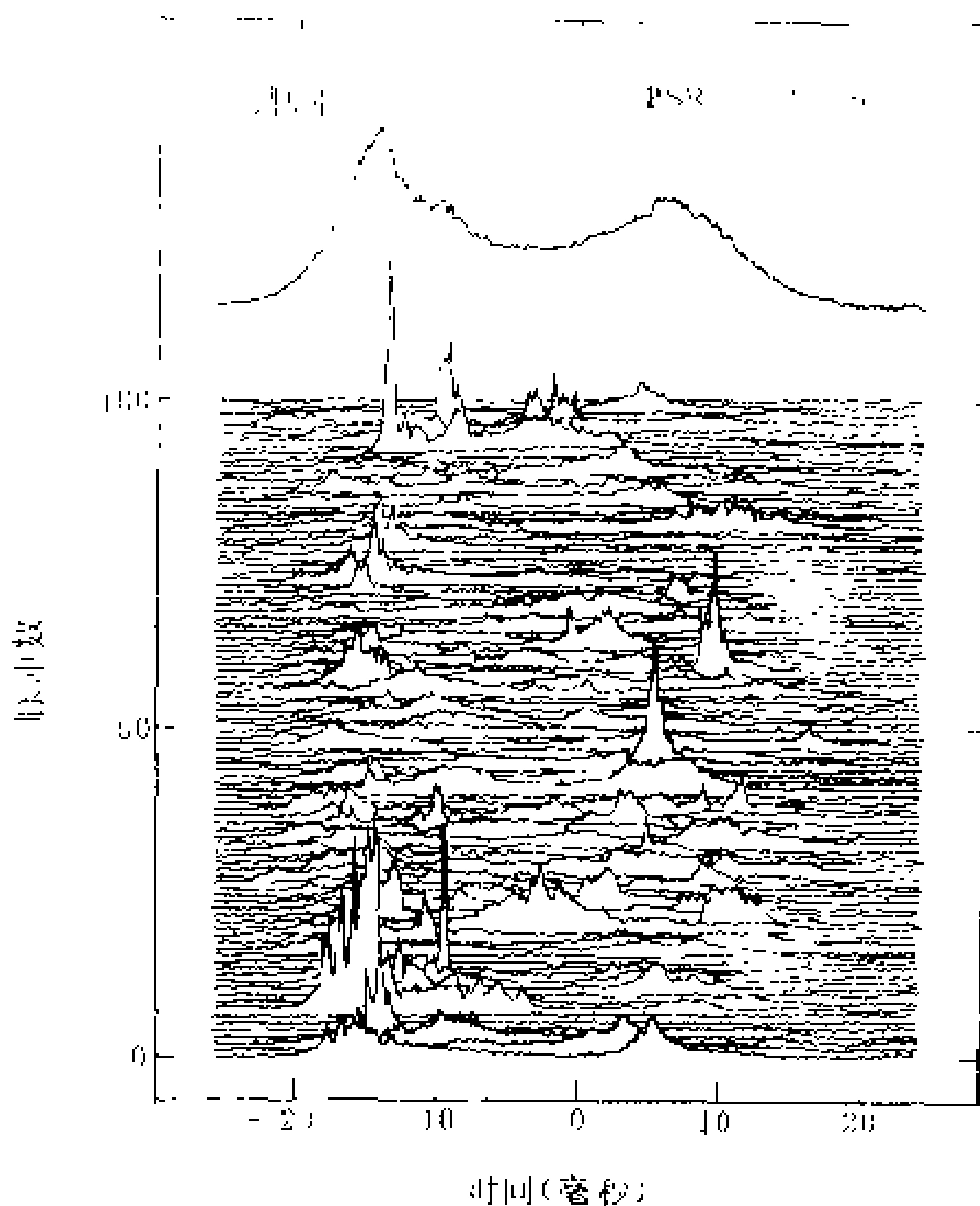


图 6.6　PSR 1133+16 的 100 个脉冲系列，$\nu=600$MHz.
图的顶部是500 个脉冲的平均

旋转中子星是极好的钟.

脉冲辐射的射电强度是幂律谱，即 $I_\nu \propto \nu^\alpha$，对于 $\nu < 1$GHz 其

典型值为 $\alpha\sim-1.5$. 对整个周期平均并对整个立体角积分，典型的辐射强度在 400MHz 处是 0.1Jy(1Jy (央斯基≡10^{-23}erg s^{-1} $cm^{-2}Hz^{-1}$).

许多脉冲星具有很高的线偏振，某些情况达到百分之百. 圆偏振不象线偏振那末强.

b. 周期

已观测到的脉冲星的周期位于毫秒(PSR 1937+21)到4.308秒 (PSR 1845－19),蟹状星云脉冲星的周期为0.0331秒(PSR 0531+21)，脉冲双星 PSR1913+16的周期为 0.059 秒.

对全部脉冲星的周期都作了精细的观测，发现其周期 P 慢慢增加，典型变化率为 $\dot{P}\sim10^{-15}\mathrm{s\,s^{-1}}$. 由脉冲星的中子星模型来看，这意味着它比脉冲星的特征年龄 $T\equiv P/\dot{P}\sim10^{7}$ 年还年轻. 周期短的脉冲星趋向于变慢得更快，特征年龄亦短. 例如，蟹状星云脉冲星的特征龄为 2486 年，而 PSR1913+16 脉冲双星 $T\sim2.17\times10^{8}$ 年.

脉冲星的最引人注目的不规则周期是突然旋快，即脉冲突变，对蟹状星云脉冲星(Crab) $\frac{|\Delta P|}{P}\sim10^{-8}$, 船帆脉冲星(Vela) $\frac{|\Delta P|}{P}\sim10^{-6}$. (参看图 6.7).

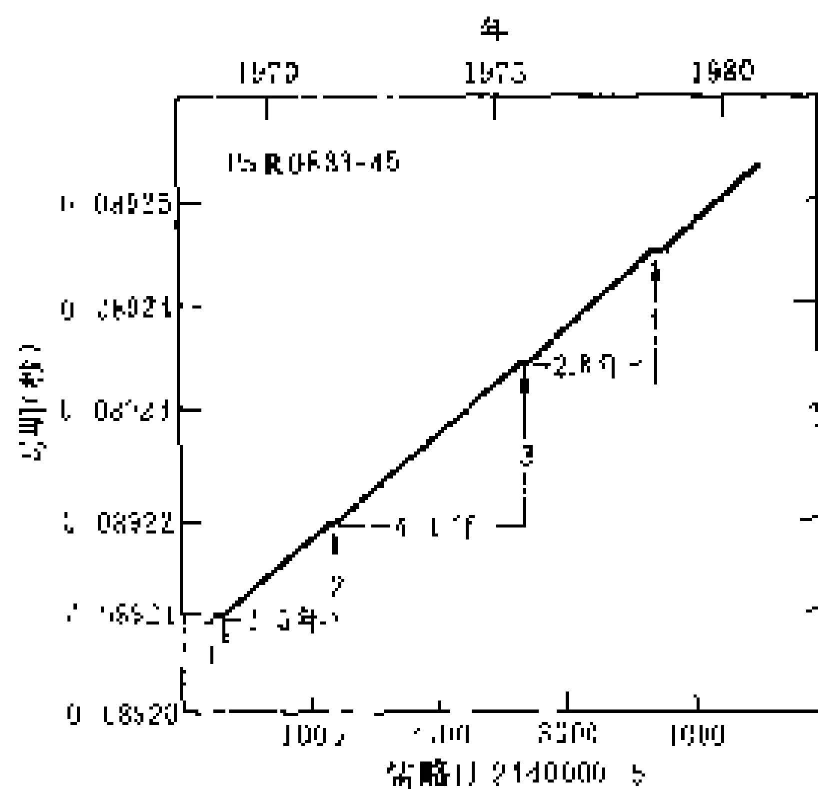


图 6.7 PSR 0833－45 (Vela)从 1968—1980 年期间的脉冲周期. 脉冲周期跃变的时间以年表示

c. 脉冲星的分布

脉冲星在银河系内的分布如图 6.8 所示，其银面聚度很高(参见图 6.9).

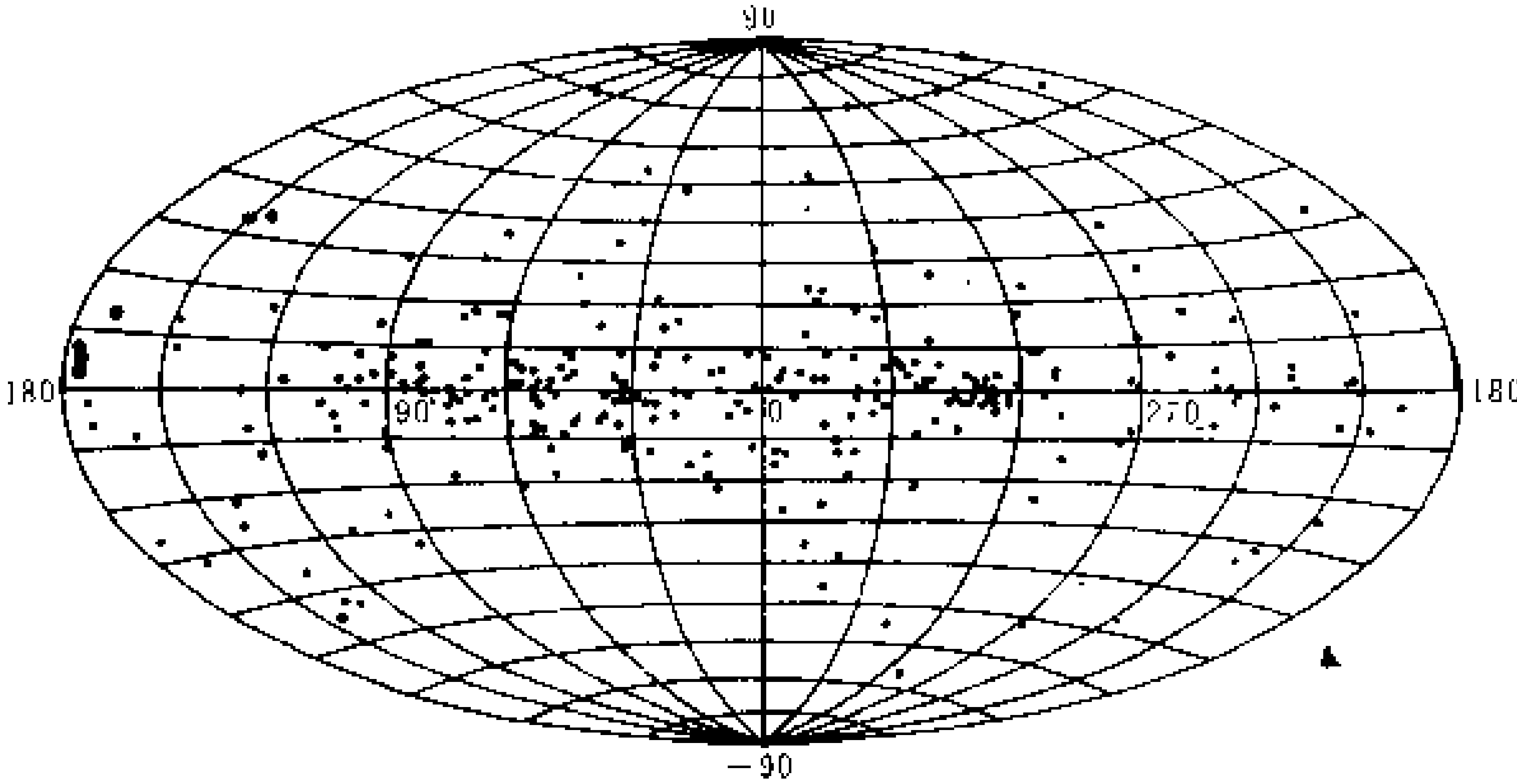


图 6.8 脉冲星在银道坐标系中的分布

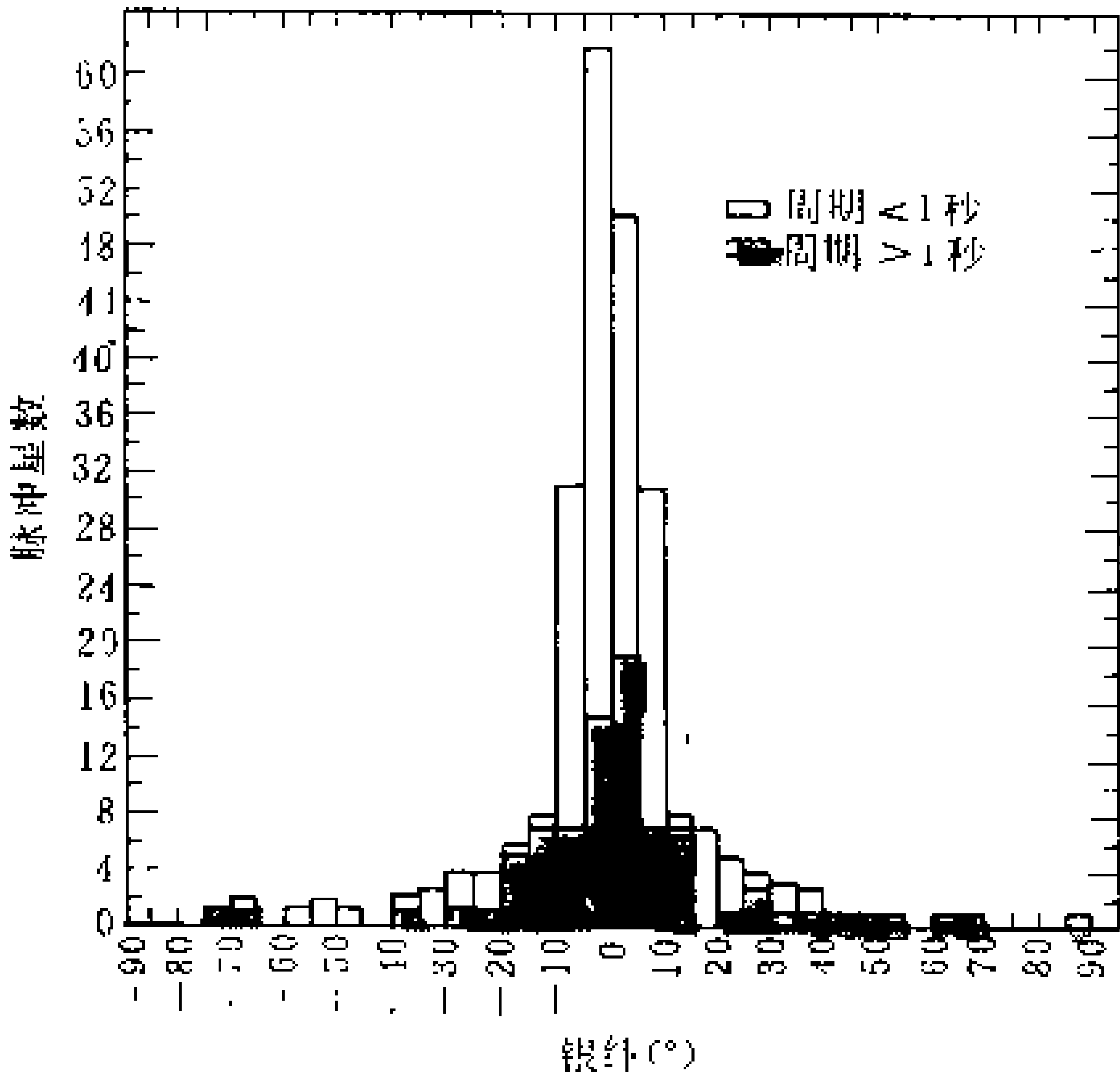


图 6.9 脉冲星沿银纬的分布

3. 色散量(Dispersion measure)

脉冲星的距离是由色散量(DM)推出，DM 定义为

$$\mathrm{DM} \equiv \int_0^L n_e dl \equiv \langle n_e \rangle L \tag{6.34}$$

其中 L 是脉冲星的距离，n_e 是电子的数密度，l 是沿视线的路程长度. 色散量通常以 pc cm^{-3} 表示. 色散量的名称是因为电磁波受到星际介质的色散，一宽带脉冲到达时低频比高频晚.

我们知道在稀薄等离子体中电荷为 $-e$ 的电子在频率为 ω 的传播电磁波作用下的加速运动:

$$m\ddot{X} = -eE \tag{6.35}$$

其中电场 E 可写为

$$E = E_0 e^{i\omega t} \tag{6.36}$$

由此求出X:

$$X = \frac{e}{m\omega^2} E \tag{6.37}$$

因此介质的极化矢量

$$p = n_e(-e)X = -\frac{n_e e^2}{m\omega^2} E \tag{6.38}$$

又知

$$p = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E \tag{6.39}$$

其中 ε 是介电常数. 因此得到 ε:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{6.40}$$

其中

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m} \tag{6.41}$$

是等离子体频率.

现在我们可写波数为 k 的电磁波传播时的相速度

$$v_{相} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\varepsilon^{1/2}} \tag{6.42}$$

将(6.40)式代入(6.42)式，可求得色散关系

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2c^2 \tag{6.43}$$

应指出，ω 必须大于 ω_p.

同时，群速度为

$$v_{群} = \frac{d\omega(k)}{dk} = c\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \simeq c\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right),$$

$$\omega \gg \omega_p \tag{6.44}$$

对于中心频率为 ω 的脉冲穿行距离为 L 后到达的时间为 t_a:

$$t_a(\omega) = \int_0^L \frac{dl}{v_{群}} = \frac{1}{c}\int_0^L\left(1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}\right)dl \tag{6.45}$$

$$= \frac{L}{c} + \frac{2\pi e^2}{mc\omega^2}\,\mathrm{DM}$$

此处已用了(6.34)式定义的 DM. 可测的量是脉冲的不同频率分量所延迟的时间 $\Delta\, ta(\omega)$，于是得到求 DM 的关系式

$$\frac{\Delta ta(\omega)}{\Delta\omega} = -\frac{4\pi e^2}{mc\omega^3}\,\mathrm{DM} \tag{6.46}$$

假若平均电子数密度$\langle n_e\rangle$是已知，例如太阳周围的值$\langle n_e\rangle \simeq 0.03$ /厘米^3，那末由色散量可求得单个脉冲星的距离 L. 用此方法求得脉冲星的距离大致位于 100pc(PSR 0950+08)至18 kpc(PSR 1648－42)之间. 由于$\langle n_e\rangle$表示银河系内不同方向的真实电子数密度，n_e是很不确定的，所以对具体脉冲星所估计的距离 L 有因子为 2 的误

差，但对于作脉冲星的统计性研究是有相当的精度.

有一颗脉冲星 PSR 1929+10，它相当近，由它的周年视差可得到它的距离为 50 pc.

4. 脉冲星磁偶极模型

我们讨论能够解释脉冲星某些观测特性的非常简单的模型——磁偶极模型. 它的显著特点是强调脉冲星的辐射如何由旋转的中子星的动能加以驱动. 这一倾斜转子的物理图象是，设一中子星以频率 ω 在真空中均匀旋转并具有磁偶极距为 $\boldsymbol{m}$，它的取向与旋转轴呈 α 角. 同时假定这一旋转足够慢以致由旋转引起的非球形畸变可加以忽略.

在恒星的磁极处的纯偶极场 B_p 与磁偶距 $\boldsymbol{m}$ 的关系可表示为

$$|\boldsymbol{m}| = \frac{B_p R^3}{2} \tag{6.47}$$

其中 R 是恒星的半径. 如此的结构当无限远处看去存在一个随时间变化的偶极矩，因此它辐射能量的速率

$$\dot{E} = \frac{2}{3c^2} |\ddot{\boldsymbol{m}}|^2 \tag{6.48}$$

将 $\boldsymbol{m}$ 写出

$$\boldsymbol{m} = \frac{1}{2} B_p R^3 (\boldsymbol{e}_{\parallel} \cos\alpha + \boldsymbol{e}_{\perp} \sin\alpha \cos\Omega t + \boldsymbol{e}'_{\perp} \sin\alpha \sin\Omega t), \tag{6.49}$$

其中 $\boldsymbol{e}_{\parallel}$ 是平行于旋转轴的单位矢量，$\boldsymbol{e}_{\perp}$ 和 $\boldsymbol{e}'_{\perp}$ 是垂直于 $\boldsymbol{e}_{\parallel}$ 的相互正交的单位矢量，于是可求出

$$\dot{E} = \frac{B_p^2 R^6 \Omega^4 \sin^2\alpha}{6c^3} \tag{6.50}$$

应指出辐射频率为 Ω.

方程(6.50)可导出某些重要结论. 首先，由起源于旋转中子

星的辐射所携带的能量为

$$E=\frac{1}{2}I\Omega^2 \tag{6.51}$$

此处 I 是转动惯量. 因此

$$\dot{E}=I\Omega\dot{\Omega} \tag{6.52}$$

由于 $\dot{E}<0$, 故 $\dot{\Omega}<0$; 那就是说脉冲星是逐渐变慢的. 如果我们定义一个现在的特征年龄 T:

$$T\equiv -\left(\frac{\Omega}{\dot{\Omega}}\right)_0=\frac{6Ic^3}{B_p^2 R^6\sin^2\alpha\,\Omega_0^2} \tag{6.53}$$

因此方程(6.51)和(6.53)可加以积分而得到

$$\Omega=\Omega_i\left(1+\frac{2\Omega_i^2}{\Omega_0^2}\frac{t}{T}\right)^{-1/2} \tag{6.54}$$

其中 Ω_i 是 $t=0$ 时的初始角速度, 令(6.54)式中的 $\Omega=\Omega_0$, 便得到脉冲星现在的年龄 t

$$t=\frac{T}{2}\left(1-\frac{\Omega_0^2}{\Omega_i^2}\right)\simeq\frac{T}{2}\quad 对于\Omega_0\ll\Omega_i \tag{6.55}$$

Groth (1975)和Gullahorn (1977)报告了蟹状星云脉冲星在1972年的特征龄 T 为 2486 年, 这意味着蟹状星云的年龄为 1243 年. 这与它的真实年龄 1972 − 1054 = 918 年符合的相当好.

磁偶极模型也可用于确定蟹状星云脉冲星的能量. 设它是质量为 $1.4M_\odot$的球形中子星, $R=12$ 千米, $I=1.4\times10^{45}$ 克·厘米^2. 由方程(6.51)和(6.52)给出

$$E=2.5\times10^{49}\ 尔格,\ \dot{E}=6.4\times10^{38}\ 尔格/秒 \tag{6.56}$$

(为了得到 E 和 $\dot{E}$, 仅需要转动惯量 I 的值). 显然, (6.51)和(6.52)式并不依赖于能量损失的详细机制, 而仅依赖于这样的假定: 脉冲星是由旋转提供能源的旋转中子星. 因此 $\dot{E}$ 与观测到的蟹状星云的动能和辐射能相比拟, 大约为 5×10^{38} 尔格/秒. 这

与理论值相符合．这一论证还可以解释蟹状星云于公元1054年超新星爆发后900多年仍能维持高能相对论性电子发出辐射的有效机制．

利用(6.56)式，对于蟹状星云脉冲星，再由(6.51)式，可求出B_p：

$$B_p = 5.2\times 10^{12}\text{ 高斯 (取 }\sin\alpha = 1) \qquad (6.57)$$

如此大的磁场自然是由"冻结"在表面的磁场为100高斯的主序星坍缩而形成的．半径缩小10^{-5}导致B_p增加因子为10^{10}，对于大部分脉冲星由理论上推出的表面磁场与(6.57)式的值相同．

由已观测到的X射线脉冲双星也可推测出表面磁场强度，例如：

$$B \sim (4-6)\times 10^{12}\text{ 高斯 (HerX-1)}$$

$$B \sim 2\times 10^{12}\text{ 高斯 (4U 0115-63)}$$

脉冲星的强磁场可能是脉冲星形成时产生的，自然要问，该磁场是否会衰减？

它衰减的时间粗略地可表示为

$$t_d \sim \frac{\sigma L^2}{c^2} \qquad (6.58)$$

其中L是特征长度，σ是电导率，仅由量纲分析得：

$$\sigma \sim \frac{m_e c^3}{e^2} \sim 10^{23}/\text{秒} \qquad (5.59)$$

用此σ值，并令$L=R$，对蟹状星云脉冲星可估计出$t_d \sim 10^6$年，此值远大于它的年龄．

5. 脉冲星的辐射机制

我们对脉冲星的辐射机制尽管研究的很多，但目前了解得还很差．虽然已提出许多理论模型，但没有一种理论被人们满意地接受．脉冲星的辐射机制是非常困难的课题，我们已获得极其丰

富的观测资料，但还不知道射电发射源的位置，也不知道如何描写带电粒子在其内的运动．对于这个问题，可从两方面着手：一方面是通过对辐射进行观测；另一方面是通过对脉冲星及其磁层的电动力学分析．对于观测特性，特别是它们的脉冲的宽度、强度和偏振性质，还有周期 P 和 $\dot{P}$ 的分布，按周期 P，年龄 $P/\dot{P}$ 或减速力矩 $P\dot{P}$ 寻求脉冲星的某些特征．由此会导致对磁层的了解并导出造成发射的等离子体物理．

对脉冲发射机制所需要的最基本的观测是哪些呢？诸如：

1. 辐射必须在相当窄的束内发射，典型值必须 $\leqslant 10°$，累积轮廓同周期无关，束的形状和角宽度在许多旋转周期内是稳定的．
2. 辐射机制必须能产生非常宽带的辐射，即由射电到光学波段．射电脉冲的频带宽度 $\geqslant 100$ MHz．
3. 辐射过程必须在射电、光学和 X 射线各波段产生出观测到的光度和亮度温度．
4. 在射电波段，发射应表现出很强的线偏振，近似地与频率无关且在长时间内维持不变．

作为例子图 6.10 是 Crab 的各波段脉冲形状，其能量分布参看图 6.11．

脉冲星是高速自转和具有强磁场的中子星，但它怎能发出射电波呢？这并不是一个容易回答的问题．脉冲星中的物理条件是太极端了．比如它们的极高磁场强度大大改变了射电波在等离子体中的传播方式．另外中子星物理学未解答的问题也太多．我们仅介绍最简单和最容易接受的原理．

一个磁化的自转导体将在它周围空间内感生一个电场，该电场的垂直于导体表面的分量将力图把电子和离子从导体中拉走．围绕一个中子星的空间里将有大量的带电粒子，这些沿磁力线运动的粒子将同中子星一道绕着它的轴以同样的角速度旋转．因此，一个磁化自转中子星应该封闭在相当密的磁层内，这个磁层是星

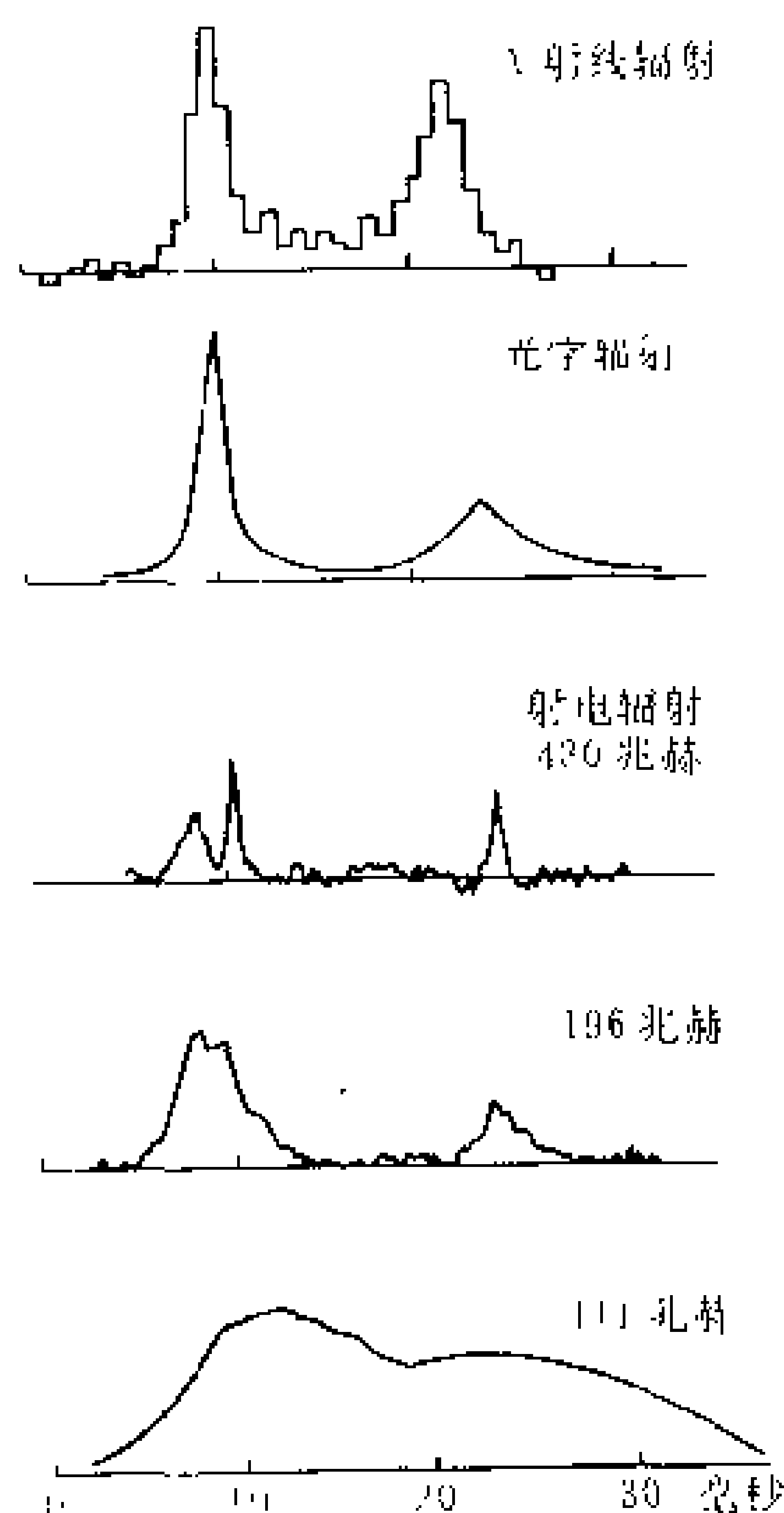


图 6.10 蟹状星云脉冲星平均脉冲形状

体在电动力学意义上的延伸. 计算表明, 一颗中子星的磁层内的电荷应该是分立的, 那里应该存在相当多的空间电荷. 电荷密度由下式给出:

$$n_{-} - n_{+} = \frac{\Omega B}{2\pi e c} \tag{6.60}$$

例如, 在 PSR 0523 的表面, $B \sim 3\times 10^{12}$ 高斯和 $\Omega = 190/$秒, 所以电荷密度 $n_{-} - n_{-} \approx 10^{13}/$厘米^3, 这是相当大的数值. 图 6.12 是最简单的脉冲星磁层示意图, 其中磁轴与自转轴是重合的. 即使这些轴不重合, 磁层也将具有相同的总体结构.

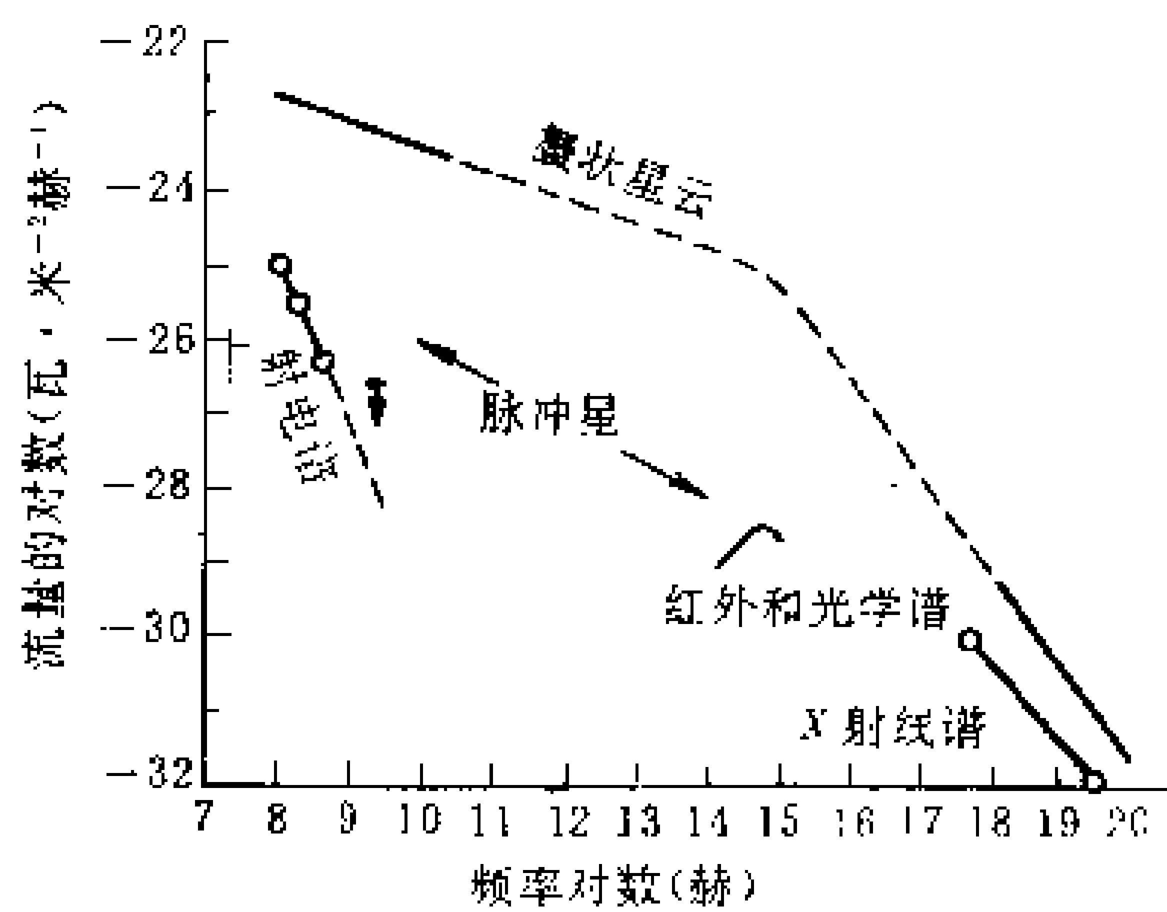


图 6.11 蟹状星云脉冲星和蟹状星云的谱

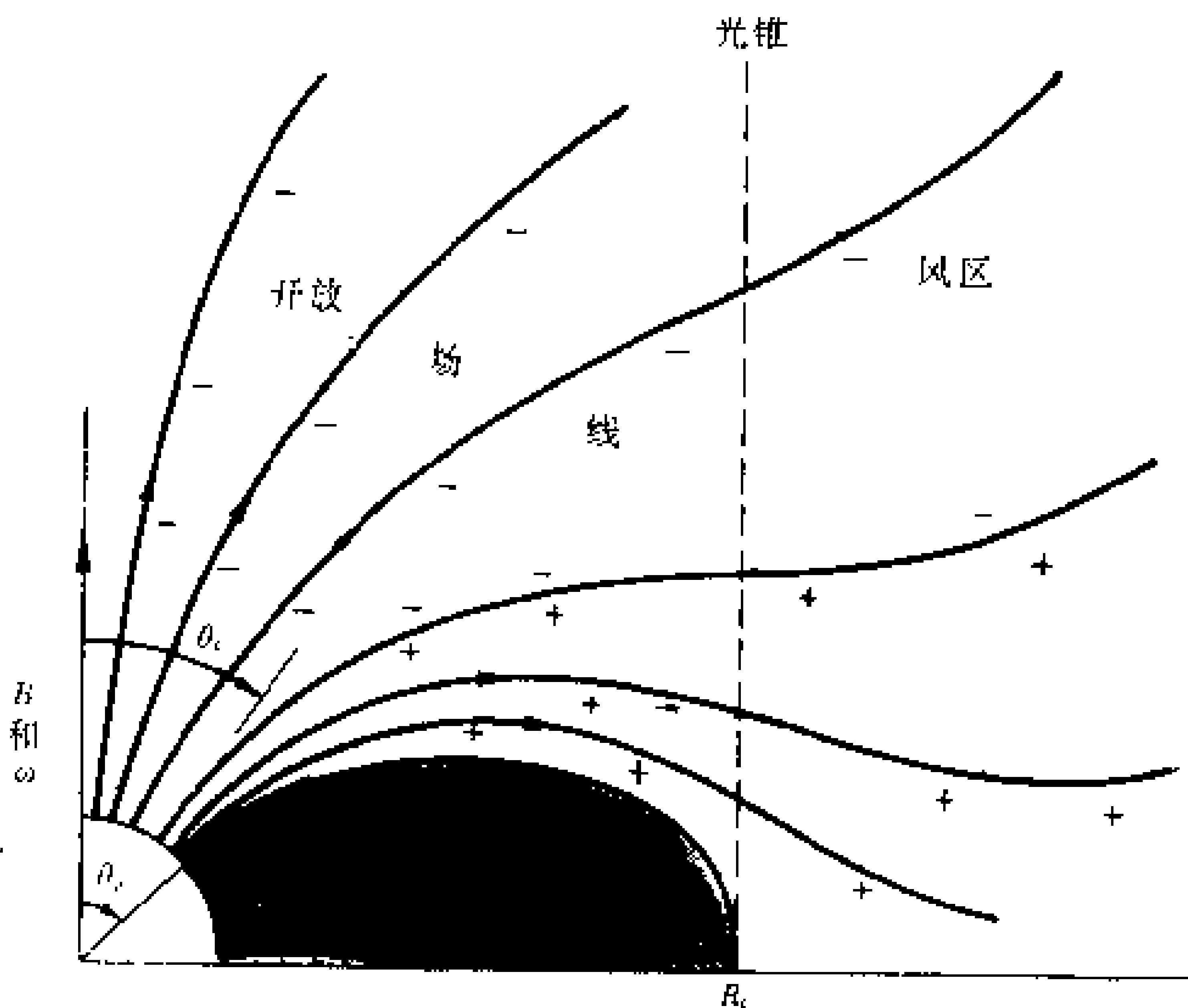


图 6.12 一个脉冲星磁层的结构
R_c 是光柱体的半径

磁力线向无穷远时必然与光柱表面相交；在光柱表面附近，

磁力线将被脉冲星磁层出来的相对论性等离子体流所严重畸变. 穿过光柱表面的粒子和磁场的能流可用下式粗略估计:

$$\dot{E} \approx \left(\gamma \rho c^2 + \frac{B^2}{8\pi}\right) c R_1^2 \approx c R_1^2 B^2 \qquad (6.61)$$

其中 $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, 而 $\gamma \rho c^2 = \varepsilon_p$ 是相对论性粒子的能量密度. R_1 是光柱体的半径 $R_1 = \frac{c}{\Omega}$ (即柱体表面上的刚体转动速度等光速).

对于偶极磁场, 有 $B = B_0 \frac{R^3}{R_1^3}$, 所以

$$\dot{E} \approx \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \qquad (6.62)$$

这个式子实际上与真空中磁偶极辐射功率

$$L_m = \frac{2}{3} \frac{H_0^2 \Omega^4 R^6 \sin\alpha}{c^3} \qquad (6.63)$$

是一样的. 不过现在的物理意义已经大不同了: 大部分能量将以相对论性粒子流的形式离开脉冲星的磁层.

让我们具体地考虑 PSR 0532, 由(6.60)式, 并设 $n_- - n_+$ 正比于R^{-3}, 可得通过此脉冲星光柱体表面的带电粒子流量的下限为

$$N \geqslant c R_1 |n_- - n_+|_{R=R_1} \approx \frac{B_0 \Omega^2 R^3}{ec} \approx 10^{34}/\text{秒} \qquad (6.64)$$

另一方面, 蟹状星云的功率约 10^{38} 尔格 /秒的辐射能的源泉肯定是脉冲星的微粒辐射.云中粒子能量是 10^{10}— 10^{14} 电子伏特, 所以

通过光柱面的带电粒子的流量将是 10^{36} — 10^{38} 尔格、电子数密度大致为 10^9 — 10^{13} /厘米^3，此数值相当大.

因此，从磁化自转中子星的电动力学性质可得出一个合乎逻辑的推论，即在中子星周围会形成含有相当多分立电荷的强大的延伸磁层．同样得出另一结论，即那里存在脉冲星风——从磁层出来向无穷力线运动的带电粒子流．这个结论是不平凡的．用通常的气压公式 $h=kT/m_Hg=kTR^2/Gm_HM$ 定义的大气特征标高只有 1 厘米．这么微小的 h 值意味着中子星大气的密度在几十厘米处便降为零．但中子星的巨大引力势将在星体周围造成很深的势阱，星际气体将在这些势阱中聚集起来.

现在我们考察一下射电辐射的最普遍性质，特别是辐射．它基本上可用灯塔效应来解释(参见图 6.13)．这种类比是很准确的．从一个自转中子星紧密结合在一起的亮斑发出的辐射束在空间中扫出一个巨大的锥形．当辐射束扫过观测者时，就能记录到射电波的脉冲．在几何上，辐射束可用它的方向图来表征．在极限情况下，方向图可能是铅笔形或扇形(见图 6.13).

脉冲星辐射的功率问题特别重要，如果我们测出整个射电波段的一个脉冲的辐射流量，并且知道脉冲长度与脉冲周期之比，那末对辐射束方向图作适当规定(如铅笔形或扇形)，就可估计出功率来．对不同脉冲星得到的功率范围很大：10^{27} — 10^{31} 尔格/秒，相当于 10^{14} — 10^{18} 兆瓦．我们知道世界上所有的电台的总输出仅有几千兆瓦．可见天然电台与人工电台相比，其功率高到无可比拟.

描述辐射的一个重要量是亮度温度 T_b:

$$I_\nu \equiv B_\nu(T_b)$$

I_ν 是辐射强度(尔格厘米$^{-2}$秒$^{-1}$赫$^{-1}$球面度$^{-1}$)，B_ν 是普朗克函数．对于 $h\nu \ll kT_b$，可用瑞利 - 金斯定律

$$I_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_b \tag{6.65}$$

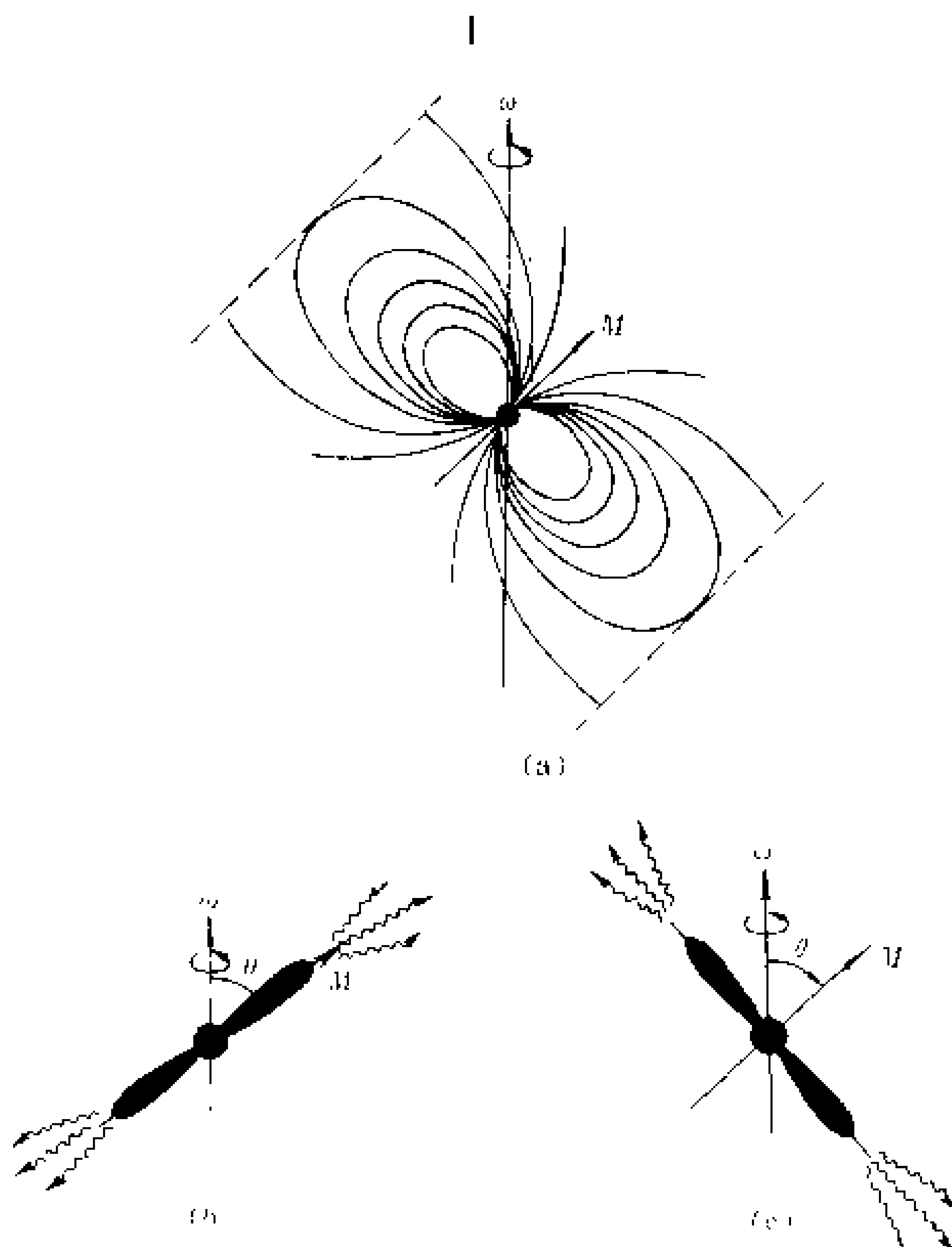


图 6.13 脉冲星的旋转中子星模型
a) 有倾角的磁偶极子，虚线为光锥体
b) 铅笔束发射模型，c) 扇形辐射束

如果发射区的面积 ~ $(ct)^2 \sim 10^{15}$ 厘米^2，其中 $t \leqslant 10^{-3}$ 秒，是典型的延迟时间．于是可得

$$I_\nu \sim 10^4 — 10^7 \text{ 尔格秒}^{-1}\text{厘米}^{-2}\text{赫}^{-1}\text{球面度}^{-1}.$$

$$T_b \sim 10^{23} — 10^{26} \text{ K}$$

蟹状星云脉冲星在光学波段约 10^{10} 开，在 X 射线"只有"10^5 开，但在射电波段却达到了 10^{26} 开的惊人数值！

总之，被普遍接受的脉冲星射电辐射理论至今还未完成，同步加速辐射理论可能合理地解释这个最奇异天体的光学和 X 射线辐射(参看第二章).

§6.5 黑洞

1. 爱因斯坦引力论

现在讨论物质变得太密时的结局，由物质力建立一个有限密度的稳定结构. 这要涉及到强引力场的某些现象.

作为引力理论的爱因斯坦广义相对论的两个重要的天体物理结果是：存在引力坍缩天体(黑洞)和来自随时变化的物质分布产生引力辐射. 牛顿引力理论中没有类似的这两个结果. 广义相对论的描述需要张量分析方法、超出本书论述范围，我们仅作定性的描述并总结其主要成果.

广义相对论的一种特殊情况是狭义相对论，爱因斯坦理论包含着两个物理常数 G 和 c，而牛顿理论中仅含有 G. 因此，特征长度 l 和特征时标 τ，在广义相对论对牛顿理论的修正中具有重要的作用，对确定的质量分布 M，两个特征量的数量级为

$$l \sim \frac{MG}{c^2} \quad , \quad \tau \sim \frac{MG}{c^3} \tag{6.66}$$

当质量分布的线尺度可与 l 相比时，广义相对论才是重要的，若 $r \gg l$，牛顿引力和爱因斯坦引力相差很小. 对于大部分天体，这一特征尺度都太小，如太阳 $l_{\odot} \sim$ 3千米，故 $\dfrac{l_{\odot}}{R_{\odot}} \sim 10^{-6}$.

我们将爱因斯坦广义相对论与牛顿引力理论加以比较，考虑某一质量分布，它的密度 $\rho(r)$ 与压力 $P(r)$ 由物态方程相联系，由运动方程可写出

$$\frac{dv}{dt} = -\nabla P = -\nabla\Phi \tag{6.67}$$

其中牛顿引力势 Φ 满足以下方程:

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho \tag{6.68}$$

在牛顿理论中，引力场由势 $\Phi(r)$所决定. 在此理论框架下，自然存在一个最大极限质量，它是物质属性的结果而不是牛顿引力理论所致.

广义相对论以二阶张量 g_{ij} 代替牛顿引力理论中单一的标量势 Φ，(6.68)式左端以 $R_{ij}-\frac{1}{2}g_{ij}R$ 所替代，其中 R_{ij}是关于g_{ij} 的一个二阶非线性的微分方程组，R 是由 R_{ij} 的分量组成的标量. 新场方程中的代表源的项即(6.68)式右端项，以能量 – 动量张量$(8\pi G/c^2)T_{ij}$ 所代替，该张量的对角线分量$(i=j)$包含着总能量密度和压力，非对角线项$(i\neq j)$含有物质分布的动量密度. 与(6.68)式对应的广义相对论场方程是

$$R_{ij}-\frac{1}{2}g_{ij}R = \frac{8\pi G}{c^2}T_{ij} \tag{6.69}$$

上述张量是对称的，即$R_{ij}=R_{ji}$；因此广义相对论包含由物质分布 T_{ij} 所产生的引力场的十个相联立的非线性偏微分方程. 此处重要的一点是，物质连续分布的 T_{ij} 含有压力如同含有能量密度一样. 因此，若由引力使某天体收缩，不像牛顿理论那样靠简单地增加压力来停止它收缩，因为 P 作为引力场源通过 T_{ij} 而起作用. 这一点可由均匀密度的物质来加以说明.

虽然 g_{ij} 和势之间可进行类比，通常从几何角度来说明广义相对论效应则更方便. 这种解释的理由是在相对论中(狭义或广义)，任何事件或作用的完全说明都包括区别它何时何地发生，即给出它的时空坐标 $x^i=(x^0,x^1,x^2,x^3)$. x^i 的一个坐标是时间轴，其余三个位于一个与它正交的空间平面上，相对论的结论是一个位于 x^i，另一个位于 x^i+dx^i 的两个相距无限小的事件之间的时

空间隔 ds 由下式给出

$$ds^2=\sum_{ij} g_{ij}\, dx^i dx^j \tag{6.70}$$

其中 g_{ij} 是度规张量，它描述时空的局部几何性质. 对爱因斯坦理论来说在(6.66)式中 g_{ij} 与 g_{ji} 相同，引力作用改变四维时空几何. 当没有物质时，g_{ij} 退化为狭义相对论中闵可夫斯基度规，在直角坐标系中为

$$g_{ij}=g_{ji}=\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{6.71}$$

$$x^i=(ct,x,y,z)$$

按照狭义相对论，光子的路径可描述为

$$ds^2=\sum_{ij} \eta_{ij} dx^i dx^j=0 \tag{6.72}$$

由上二式可见，光子的 $\dfrac{dx}{dt}=c$.

实际观察事实表明所有以比光速 c 小的速度运动的大质量粒子联系到相对论，则要求它们的时空路径满足

$$ds^2>0 \tag{6.73}$$

其几何意义是靠近 x^i 点的所有点形成的面满足(6.72)式所定义的关于x^i 的光锥，图 6.14 表示其 $x-t$ 平面，观测者位于 $x=0$ 处(y 和 z 坐标从略)，ct 是它的时间轴. 光锥由两条斜率为 ± 1 的直线 $x=\pm ct$ 所组成. 三个其他质点的弹道(时空轨迹或世界线)也标在图上. 其中两个 A 和 B，相对于观测者是静止的在 $t\leqslant 0$ 时，其距离分别为 $x=a$ 和 $x=b$(所有的时间和距离都相对于 $x=0$ 的观测者而言). $t=0$ 时，质点 B 对所有 $t>0$ 有一恒定加速度. 虽然它的相对速度从零连续增大，但不能达到 c.(由 $x=0$

的观测者看来，质点 B 不可能追上从 $X=0$, $t=0$ 发出的光子).质点 A 在 $X=a$ 保持静止直到 $t=t_b$, 此时它衰变发出光子远离 $x=0$ 的观测者. 反弹的质点以 $v=c$ 的速度向 $X=0$ 运行. 若其速度为光速 c , 图中虚线是它的路线(注意虚线和波纹线在 $t=t_b$ 相对于衰变粒子形成光锥). 粒子 c (在 $X=0$, $t<-t_a$, 相对于观测者静止)加速到 $-c<-v$, 以匀速运行, 再减速到 $t=0$ 时, $x=-c$ 为静止, 然后向着 $X=0$ 加速, 达到最大速度 $v<c$, 直到最后通过减速在 $t=t_a$ 时相对 $X=0$ 观测者为静止.

图(6.14)是没有引力场的时空图. 不受力作用的质点(如 A)的轨迹是直线, 受外力影响的质点的轨迹是曲线. 自由粒子行走的直线叫短程线(geodesics). 牛顿引力理论中有质量的质点受引力作用在空间行走曲线. 在广义相对论中引力是时空几何的修正, 而自由质点(无惯性力作用)走短程线. 图 6.15 表示在球对称引

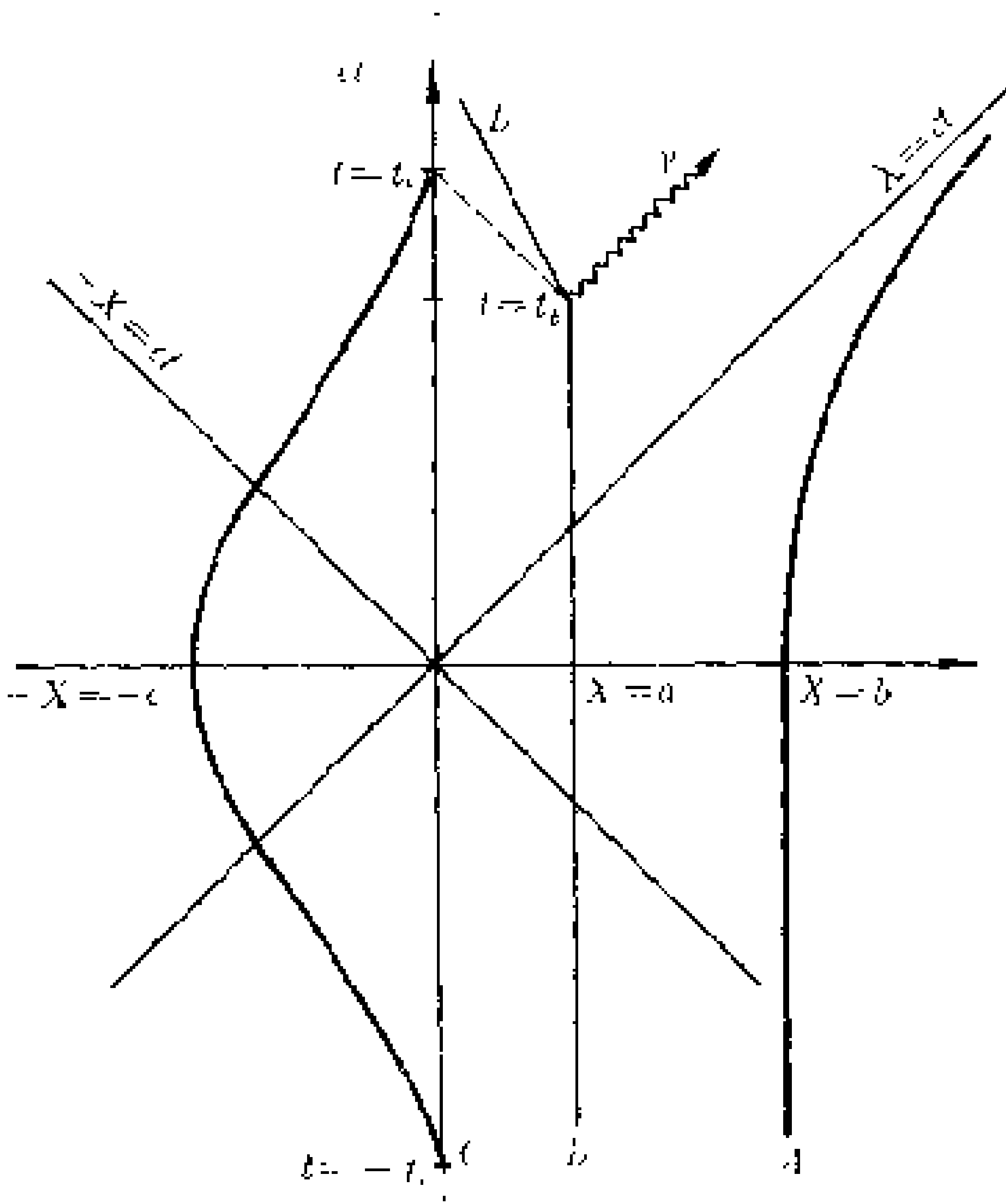


图6.14 位于无引力的坐标原点观测者所见的时空轨迹

(狭义相对论)

力场中三个质点的时空路线．质点 S 相对于中心在 $r=0$ 质量为 M 的中子星表面是静止的；T 是在 M 的引力场中自由下落的试验质点；O 是绕 M 以开普勒轨道运行的远处的观测者．O 和 T 质点的路线是短程线，但质点 S 则不是，因为中子星内与压力成协的力作用在质点 S 上以保持质量分布而对抗坍缩．注意引力使时空弯曲，光锥不再与时间 t 轴成相同角度．然而一般来说，光子的路线由(6.70)式 $ds^2=0$ 给出，而有质量质点的路径满足(6.73)式 $ds^2>0$.

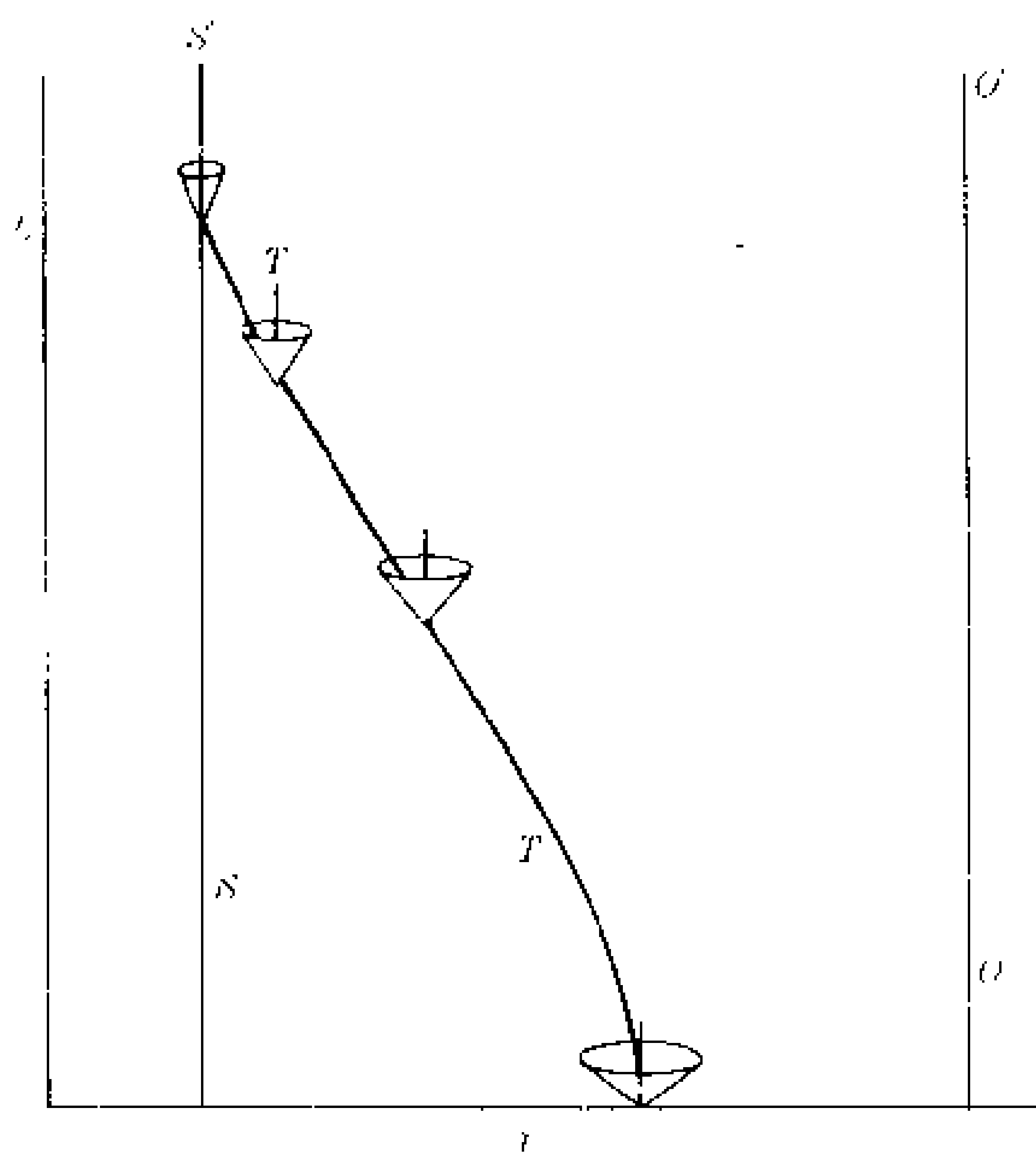


图6.15 靠近中子星的自由下落粒子的时空轨迹

引力的几何性质可用一简单例子来说明．对于弱场，(6.70)式可写为

$$ds^2 = c^2(1+2\frac{\Phi}{c^2})dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \qquad (6.74)$$

当没有非惯性力时，质量 m 的时空路线是短程线．两个质点 x'_A 和 x'_B 之间所有可能路线中，对应于最大或最小长度的是短程线（极值），由变分的解给出

$$\delta\int_{x'_A}^{x'_B} ds = 0$$

在几何中相应于(6.71)式满足此约束条件的路线由欧拉方程给出，为

$$\frac{d}{ds}\frac{\partial L}{\partial \dot{t}} - \frac{\partial L}{\partial t} = 0 \qquad \frac{d\partial L}{ds\partial \dot{x}^k} - \frac{\partial L}{\partial x^k} = 0 \qquad (6.75)$$

其中

$$L = c^2(1+\frac{\Phi}{c^2})\dot{t}^2 - \dot{x}^k x^k$$

此处 k 取 1，2 或 3，$\dot{t} = dt/ds$，$\dot{x}^k = \frac{dx^k}{ds}$．

(6.75)式的解很容易表示为

$$\frac{d^2x^k}{dt^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial x^k} \qquad (6.75a)$$

这就是牛顿第二定律，Φ 是引力势．以上启发式的论证说明了物质的存在如何对应于时空的几何．由 $ds^2=0$ 给出的光子路线在 x 方向为

$$\frac{dx}{dt} = c(1+\frac{\Phi}{c^2})^{1/2}$$

这不是光速，因dt不是物理测量时间（原时），在(6.74)式近似下，原时由间隔 $d\tau$ 加以测量

$$d\tau=(1+2\Phi/c^2)^{\frac{1}{2}}dt \tag{6.76}$$

因此光速为 $dx/d\tau=c$，这正是所期望的．对于任意对角度规 $g_{ij}=g_{ji}(g_{ij}=0, i\neq j)$，坐标相距为 dx^i 的两个相邻质点的固有距离或固有(原)时，类似如(6.76)式，为

$$dl_i=\sqrt{g_{ii}}\ dx^i \tag{6.77}$$

2．黑洞

现在讨论由球对称质量分布坍缩而形成的最简单的黑洞．由爱因斯坦方程，如果初始质量足够大，坍缩将一直进行下去直到压缩成一个点质量．我们不知道哪种物理现象可改变这一结局．也许量子引力效应可改变坍缩．据推测，量子引力中仅有的常数是 $\hbar$，c 和 G，特征长度 $l_g=\left(\frac{\hbar G}{c^3}\right)^{1/2}$，当距离尺度 $l\leqslant 10^{-33}$ 厘米，时间 $\tau\leqslant 5\times 10^{-44}$ 秒时，爱因斯坦引力理论便失效，但这两个标度对天文中发生的过程而言实在太小了．实际上，可假定一旦坍缩过程足够大，它便一直坍缩直到全部质量分布挤压到一点．通常说黑洞限制在特征尺度为 $2MG/c^2$ 之内．假若质量分布在有限范围并限于体积为 $\left(\frac{2MG}{c^2}\right)^3$ 内，则必在时间 $\tau=\frac{GM}{c^3}$ 之内坍缩到一点．如果在此期间内，产生引力辐射，最后所有质量的运动停止，留下一个球对称黑洞，其特征半径为

$$r_g\equiv\frac{2MG}{c^2}=2.96\left(\frac{M}{M_\odot}\right)\text{千米} \tag{6.78}$$

代表黑洞的视界．这样一个质量为 M 被面积为 $4\pi r_g^2$ 所包围的静态球对称黑洞，视界并不是物质面，它的意义是，外部观测者($r_o>r_g$)在物理意义上说，除了它包含总质量为 M，总电荷以外，不可能知道其内部($r\leqslant r_g$)的任何事情．

r_g 首先由史瓦西导出，故称为史瓦西半径. 后来惠勒将此坍缩体起名为黑洞，其意义是它使光也不能逃脱强引力场的拉拽.

当 $r \to r_g$ 时(强引力场)，广义相对论对邻近目标有奇迹般的效应，设 dt_∞ 是远处观测者的标准钟的滴嗒声之间隔，如果一个相同的钟静止地放在 r 点，则它的间隔为

$$dt = \left(1 - \frac{2MG}{rc^2}\right)^{\frac{1}{2}} t_\infty \tag{6.79}$$

类似地在 r_∞ 处的远处观测者测得一标准尺长 dr_∞，对于 r 处的观测者来说，其长度则

$$dr = dr_\infty / (1 - \frac{2GM}{rc^2})^{1/2} \tag{6.80}$$

在强引力场中钟变慢如(6.79)式所示. 其结果是静止在 $r \geq r_g$ 处发射的光谱线将受到引力红移

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_\infty - \lambda}{\lambda} = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \tag{6.81}$$

λ 是 r 处发射体的特征波长，λ_∞ 是无限远处的视波长. 此处 $\Delta\lambda > 0$ 是红移，对于中子星而言，$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 0.3$.

3. 黑洞热力学

黑洞物理学和热力学有许多相似之处. 黑洞物理学第一定律可以表述为：能量和动量在每一个物理过程中都是守恒的. 因为黑洞是由广义相对论派生出来的，而广义相对论严格地服从能量和动量守恒定律.

黑洞物理第二定律是新奇而有趣的. 对最简单的史瓦西黑洞，它只能吸收周围的物质和辐射，而不放出任何物质和辐射. 因此它总是增加它的能量和质量 M. 视界所起的作用是一个单向膜，使黑洞的质量 M 总是增加. 这种现象是否与热力学第二定律中

熵的增加相类似呢?

黑洞的面积，更确切地说，是黑洞视界的表面积，史瓦西黑洞的面积公式很简单，

$$A = 4\pi r_g^2 = \frac{16\pi G^2 M^2}{c^4}$$

旋转黑洞(克尔－纽曼黑洞)面积公式复杂些．但研究表明，黑洞的面积只能增加不会减少．1971年霍金对稳定黑洞面积不减少的特性给出了一个正式推导．他的结果被作为黑洞物理第二定律：在黑洞涉及的全部物理过程中，有关黑洞的总面积绝不会减少．

利用黑洞的表面积与熵之间的类比，我们来考虑另一个热力学量——温度．在热力学平衡状态下，系统可规定一定的温度.那末对稳定的黑洞，能否也规定一个类似的参数，它也不随时间变化呢?

答案是肯定的，所要求的物理量是表面引力 K. 黑洞物理学的第零定律可表述为：一个稳定的轴对称的黑洞，其整个视界上的 K 是一个常数.

热力学第三定律指出，绝对零度不可能通过有限的热力学过程来达到；类似的黑洞物理学第三定律，可表述为：不可能通过有限的物理过程使黑洞的表面引力 K 变为零.

$$K = \text{“表面引力”} = \frac{GM}{r_g^2} = \frac{c^4}{4GM}$$

只有当 M 趋于无穷大，K 才能趋于零，而质量在有限物理过程中不可能达到无限大.

4. 黑洞可发出辐射

黑洞不允许任何物质通过它的视界逃出来．既然如此，黑洞又如何能辐射呢? 黑洞辐射的提法本身似乎是自相矛盾的．然而，霍金在1974年提出了一种解决这一表观矛盾的崭新途径．黑洞在经典物理学里不可能辐射，但在量子物理学里却是可能的.

在量子力学里，真空被所谓虚粒子对充满着，这些虚粒子对自发地产生和消灭．每一对都由一个粒子和它的反粒子组成，这些虚粒子在许多量子现象里，它们作为不可观测的媒介，却确实扮演着重要的角色．

假定在真空中有一个黑洞，它可捕获虚粒子对的两种成员，也可仅捕获其中的一种(图 6.16)．

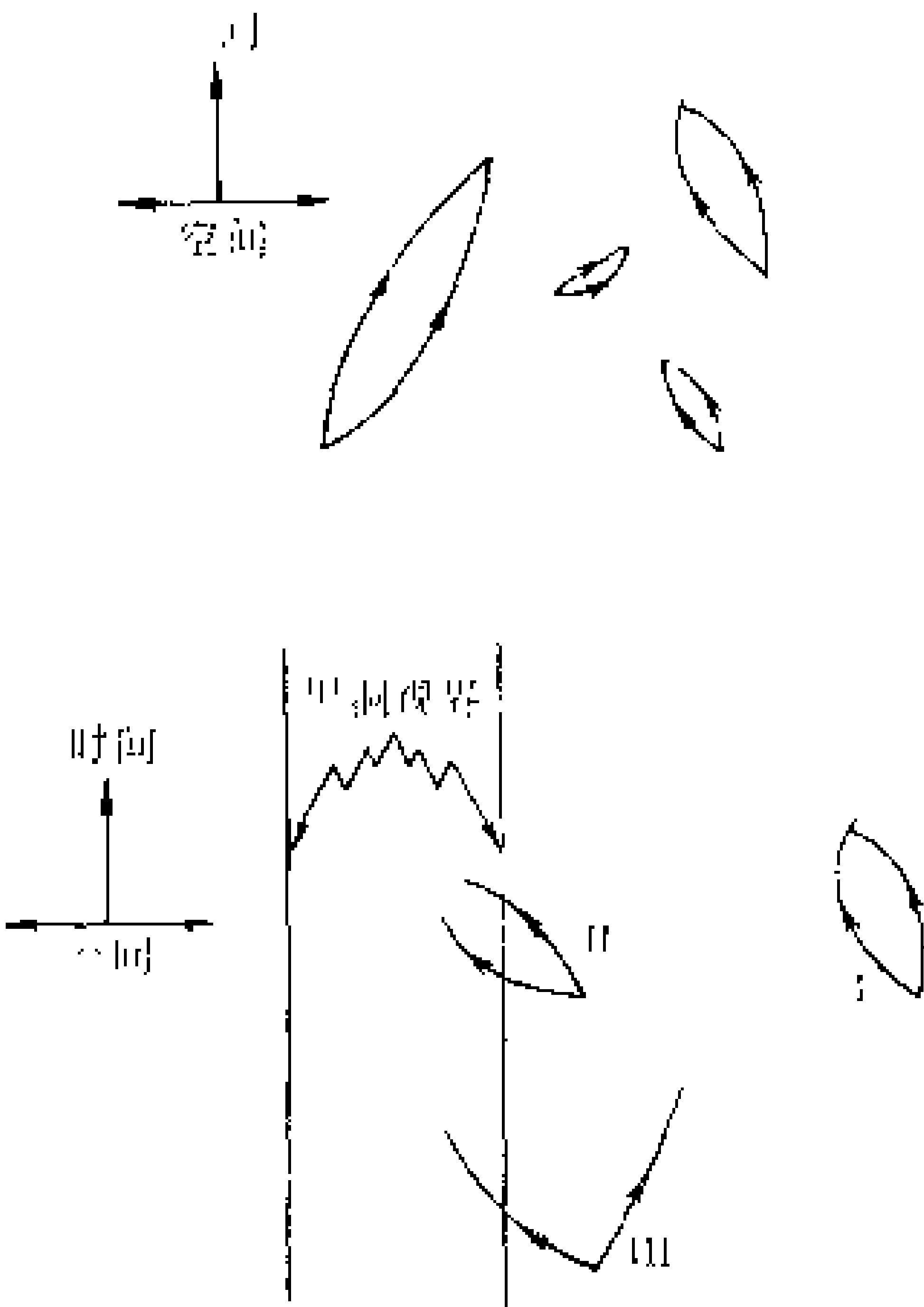


图 6.16 黑洞对真空中产生的粒子对有三种作用方式

I．无明显的作用 II．粒子对双方都被黑洞吞噬．

III．粒子对一个留下来，表现为是从黑洞中辐射出来

计算表明，表面引力为 K 的黑洞，其辐射相当于一个温度为 T 的黑体，即

$$T = \frac{hk}{4\pi^2 ck}$$

其中 k 为玻耳兹曼常数，h 为普朗克常数．对于质量为 M 的史

瓦西黑洞，其温度是

$$T = \frac{hc^3}{16\pi^2 GkM} \simeq 6 \times 10^{-8} \frac{M_\odot}{M} k$$

对于天体物理中的黑洞，一般 $M > 4M_\odot$，T 很小．但在高温下，黑洞一边辐射，一边损失质量，因此辐射会变得越来越快，一直到黑洞全部蒸发掉!

§6.6 密近双星

1. 洛希瓣和密近双星分类

凡一子星影响另一子星演化的物理双星都称为密近双星．密近双星是恒星世界中普遍存在的一种天体，有的可提供可靠的物理参量；有的可提供重要的恒星演化线索；有的可以通过两子星的相互作用的各种表现，为研究恒星大气结构、星周物质分布、星风、吸积过程、质量交流等提供良好的机会．密近双星中出现的脉动变星、X 射线源、白矮星、中子星等，可为研究这些天体提供有利的条件．

根据理论分析，科帕尔二十世纪五十年代提出把密近双星分成三类(图 6.17)

不相接双星：两子星都未充满其临界等位面(又称洛希(Roche)面)．

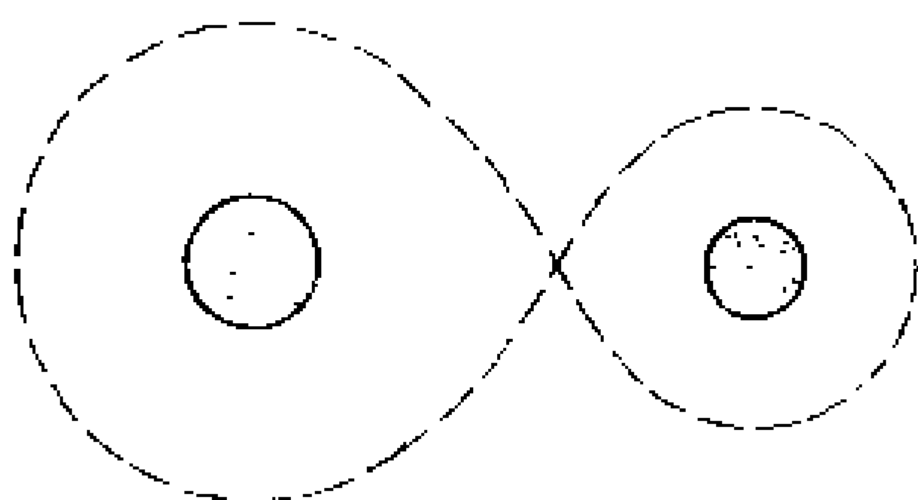
半相接双星：只一子星充满其洛希面．

相接双星：两子星都充满洛希面．

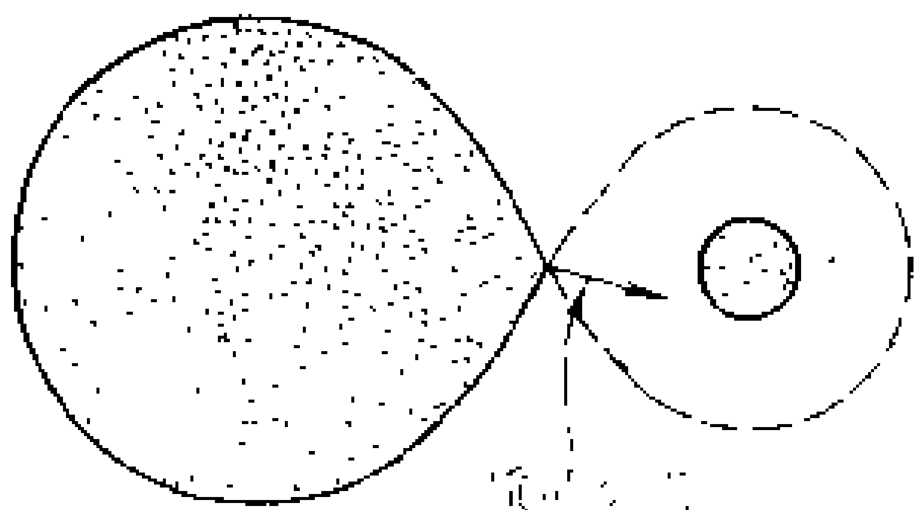
双星的两子星之间物质的交流是怎样进行的呢？让我们考察一个双星，其两子星的质量为 M_1 和 M_2，并在半径为 a 的圆轨道上运动．按照引力定律，对每一个子星来说，空间中存在一个表面，在这个表面外，物质的粒子不再能被相应的子星的引力所保

持. 如果粒子位于点 L_1 的附近(图 6.18), 则在离开第一颗子星时, 将被它的伴星的引力所俘获. 具有这种性质的表面称为零速度面或洛希临界面, 而物质通过的点 L_1 叫做内拉格朗日点.

洛希面由两个封闭的腔或瓣组成, 它们包围着两颗子星并以 L_1 为公共点. 每个瓣的半径可用近似式表示如下:



(a) 不相接双星



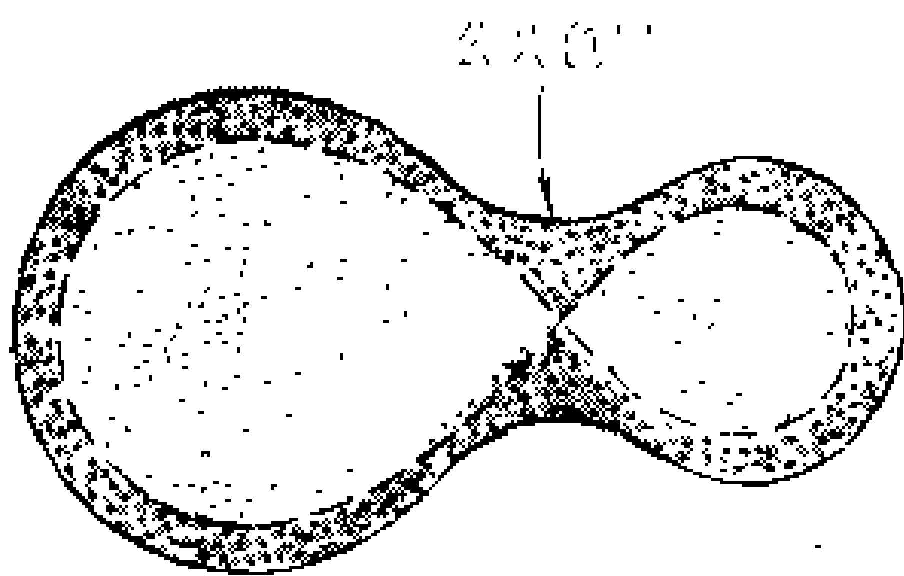


图 6.17 密近双星分类

$$\frac{r}{a}=0.38+0.2\log\frac{M_1}{M_2} \tag{6.82}$$

(6.81)式对于质量比为 $0.3<M_1/M_2<20$ 的双星是足够精角的.

现在考察密近双星中恒星演化的下述模型. 只要双星的两子星还停留在主星序上, 它们的半径就将小于(6.81)式规定的各自的洛希瓣半径. 当较大质量的星(主星)的中心区的氢消耗完时, 其半径将变得越来越大, 直至充满它的洛希瓣为止(见图 6.18). 主星的质量将逃出洛希瓣并开始倾泻到伴星上; 伴星的质量开始增加.

快演化星的半径增大到等于洛希瓣半径 R_1 后, 星体半径的任何进一步增加都将迅速提高它的质量流失率. 计算表明, 单位时间质量损失率 ζ 遵守以下规律:

$$\zeta\propto\left(\frac{R-R_1}{R_1}\right)^{n+3/2} \tag{6.83}$$

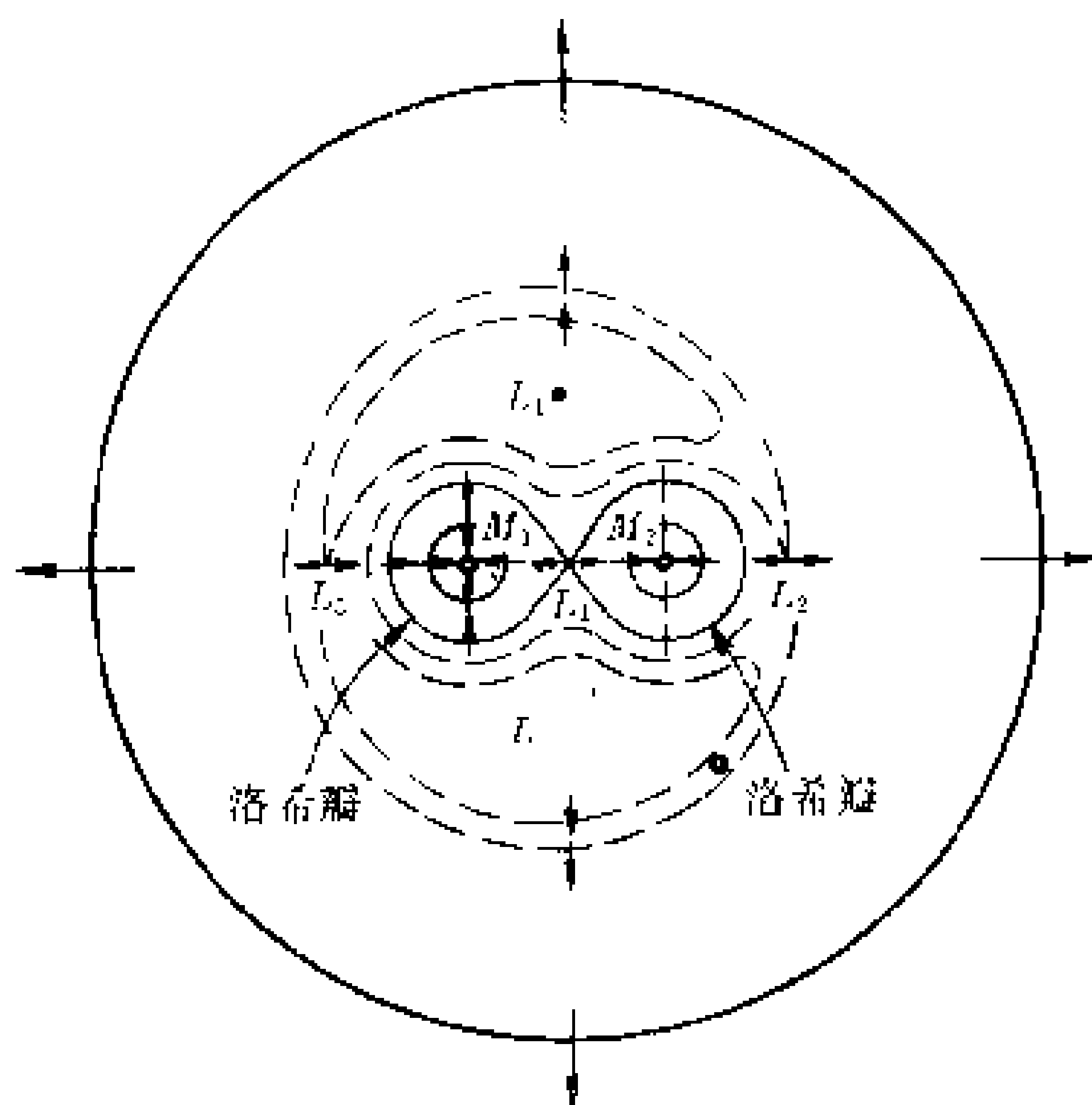


图 6.18 密近双星洛希临界面

$M_\odot$之间. 这一大质量的重要性在于, 它大大超过了中子星和白矮星可能具有的最大质量. 由于随时间有激烈变化, 时标仅几十毫秒, 这相应于光传播距离仅 10^4 千米, 它应该是一个致密星, 所以我们讨论的这个天体必然是一个完全坍缩了的结构, 即黑洞.

显然, 把 Cyg X－1 当作黑洞的证据, 远没有把天狼星 B 当作白矮星或把 PSR 0532(蟹状星云脉冲星)当作中子星的证据那样充分, 因为我们依靠了两条假设: 第一, M_s 约为 $20M_\odot$; 第二, X 射线由不可见星发出.

那末, 黑洞被发现了吗?

在自然科学中, "发现"包含两个独立的要素: 第一是观测到了某种自然现象; 第二是从理论上认识到了那种现象. 白矮星直到 1925 年, 即在确定其基本性质的观测事实积累了十年以后, 当阐明了其本质(简并星), 才能算是被"发现"了. 在天文学上, 由于缺乏其他科学那样完整和严格的资料, "发现"往往更复杂.

观测上, 我们找到 Cyg X－1 含有一个质量大大超过白矮星和中子星允许限度的致密星, 因此它很可能是黑洞. 这些观测资料指出了在银河系的什么地方我们有可能找到黑洞的其他候选者.

3. X 射线双星的起源

关于 X 射线双星的起源已有可靠的资料, 最重要的是有五个源(参看表 6.6)的光学伴星是 O 型或 B 型超巨星. 这是一类质量大的年青星(寿命一般不会长于 10^6-10^7 年), 因此这种星很少, 在整个银河系中不超过数千.

这五个双星系统的出现值得特别注意. X 射线源与超巨星两者都很少, 说明它们组合在一起不会是巧遇。粗略估计一下, 银河系内看到了四个这样的系统. 距离约 2 千秒差距, 这意味着在整个银河系内这类天体可能有 50 到 100 个, 所以全部 O－B 超巨星中有百分之几处在 X 射线双星系统内. 有可能实际上所有成为密近双星子星的 O－B 超巨星都是 X 射线源. 一旦形成了这

表 6.6 已证认的X射线源双星特征

X 射线源	双星周期(天)	光学星等	伴星光谱型
Cyg X-1	5.6	9	O9.7 Ib
Cen X-3	2.1	13	B0 Ib-III
SMCX-1	3.9	13	B0Ib
VelaXR-1	8.9	6	B0.5 Ib
3U 1700-37	3.4	6	O7f

样一个系统，它将最终演化为含有一个致密星的结构，而致密星则成为绝X射线源.

范德胡韦耳(Van den Heuvel)提出了如图 6.19 所示的演化图景来阐明大质量双星系统的演化，该例子选取各子星的初始质量为 $25+10M_{\odot}$，初始轨道周期 $P=5$ 天，初始化学组成为 $X=0.60$，$Z=0.044$. 它的演化相可大致分为:

a— b: 未演化的密近双星.

b— c: 质量交流的第一阶段，4.71×10^6 年. 主星迁移它的富氢壳层的 $16.5M_{\odot}$ 质量到它的伴星，$t\sim10^4$年.

c— d: 氦星(沃尔夫 - 拉叶星?)双星. 轨道周期变化为 6.84 天.

d: 超新星爆发. 氦星爆发为超新星，留下质量约为 $1.4M_{\odot}$ 中子星. 轨道周期突变为 11.9 天，轨道扁率为 $e=0.35$，该系统得到速逃速度 $v\sim71$ 千米/秒.

e: X 射线双星.

其他各相如图中所注明的演化图景.

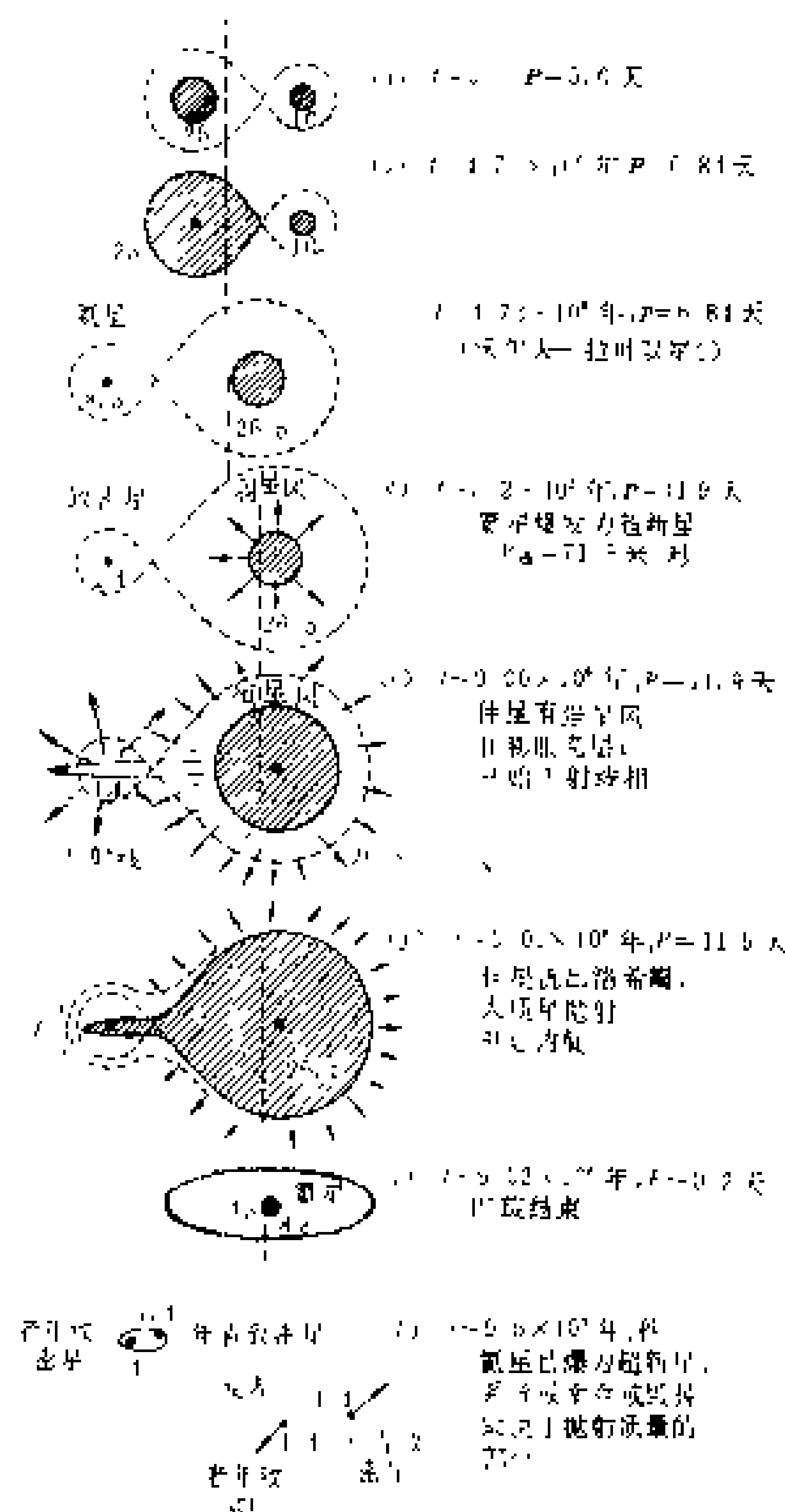


图 6.19 初始质量为25 $M_\odot$ 和 10$M_\odot$ 的密近双星演化．每一阶段都标明系统的年龄和轨道周期(天)

§ 6.7 *X* 射线源和 *X* 射线爆

1. 研究简况

大气外天文学给人印象最深的成就当数 *X* 射线天文学的赫赫功绩了。*X* 射线天文学与其他天文学有很大的不同，*X* 射线是电磁波波长特别短的波段，通常将 0.1 — 100 Å 的电磁波称为 *X* 射线．*X* 射线天文学中常用光子的能量来表示，把具有 0.1 keV

— 100 keV 能量的光子视为 X 射线.

太阳的 X 射线观测是 1946 年进行的，1962 年发现了天蝎座 X－1. X 射线天文学的一个新时期开始于 1970 年 12 月，X 射线卫星乌呼鲁(Uhuru —— 自由)进入了绕地球轨道，发现了许多 X 射线源. 随后又有许多 X 射线卫星相继发射成功(参见表 6.7).

表 6.7　X 射线卫星

卫星名	发射日期
乌呼鲁 (Uhuru)	1970.12.12
哥白尼(Copernicus)	1972.8.21
荷兰天文卫星(ANS)	1974.8.
羚羊五号(Ariel V)	1974.10.15
小型天文卫星三号(SAS－3)	1975.5.7
轨道太阳天文台八号(OSO－8)	1975.6.21
宇宙线探测卫星二号(COS－B)	1975.8.9
高能天文台一号(HEAO－I)	1977.8.12
爱因斯坦天文台(HEAO－II)	1978.11.13
天鹅(Hakucho)	1979.2.21
高能天文台三号(HEAO－III)	1979.9.20
天马(Tenma)	1983.2.
欧洲 X 射线天文台(EXOST)	1984.3
银河(Ginga)	1987.2.5
德国巡天卫星(ROSAT)	1990.6.4

X 射线源信息的表述

由于 X 射线探测仪器与光学观测有很大不同，所以，其实测

信息的表述和初步处理的方式也有很大差别.

(1) X 射线源的定位和证认　　X 射线源的巡天观测，一般是利用卫星的自转和公转进行天空扫描而实现的．一次扫描只能由卫星姿态给出一维位置(一般为一大圆)以及一维的误差范围.确定 X 射线源的位置需要两次不同路径的扫描．两次扫描构成一个误差框(一般为平行四边形，因两次不一定互相垂直)．X 射线源的定位应由光学或射电加以证认确定．首先判断误差框是否与某天体重合，然后考虑其能谱、时变特征等最后加以确认它是否能辐射 X 射线。

(2) X 射线源的光度计量　　X 射线探测采用光子记数方式，它直接记录的单位是计数率，即单位时间内到达探测器的光子数，这个计量单位是与探测器是相联系的，不同探测器的计数率不宜直接比较，计数率需化成流量或光度才能比较．计数率化为流量时需知探测器受光面积 A 和它的敏感能量 E，若计数率为个数／秒(counts/s)，则流量 F 为

$$F=(\text{counts/s})\times\frac{E}{A}$$

若已知天体的距离为D，则可算出该 X 射线源的光度 L：

$$L=4\pi D^2\cdot F=1.8\times10^{35}D^2(\text{kpc})E(\text{keV})(\text{counts/s})/A(\text{cm}^2)$$

例如，乌呼鲁卫星，$A=840$ 厘米^2，$E=2.5-6.5$keV，计数率为 1 时的流量 $F=1.7\times10^{-11}$尔格·厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$.

X 射线源的命名

在"自由号"卫星上天以前八年中，用火箭和气球运载探测器已发现几十颗 X 射线源．这些源都以所在星座加发现顺序号命名，如天蝎 X－1，天鹅 X－2 等．后来由于"自由号"和爱因斯坦 X 射线天文台各卫星的发射，发现的 X 射线源的数目大大增加(到八十年代已超过一千多个)，遂汇编成表，以表简称附上大致的赤经和赤纬坐标．如 3U 和 4U 是自由号的第三和第四星表.

4U 星表中列出了339 个 X 射线源，如图 6.20 所示，图中划

出了源在银道坐标中的位置. 显然可见, 强源多集中于银道面. 高银纬的源弱得多, 已证认的多数是河外星系天体(天蝎 X-1, 武仙 X-1 除外, 它们是银河系内的源).

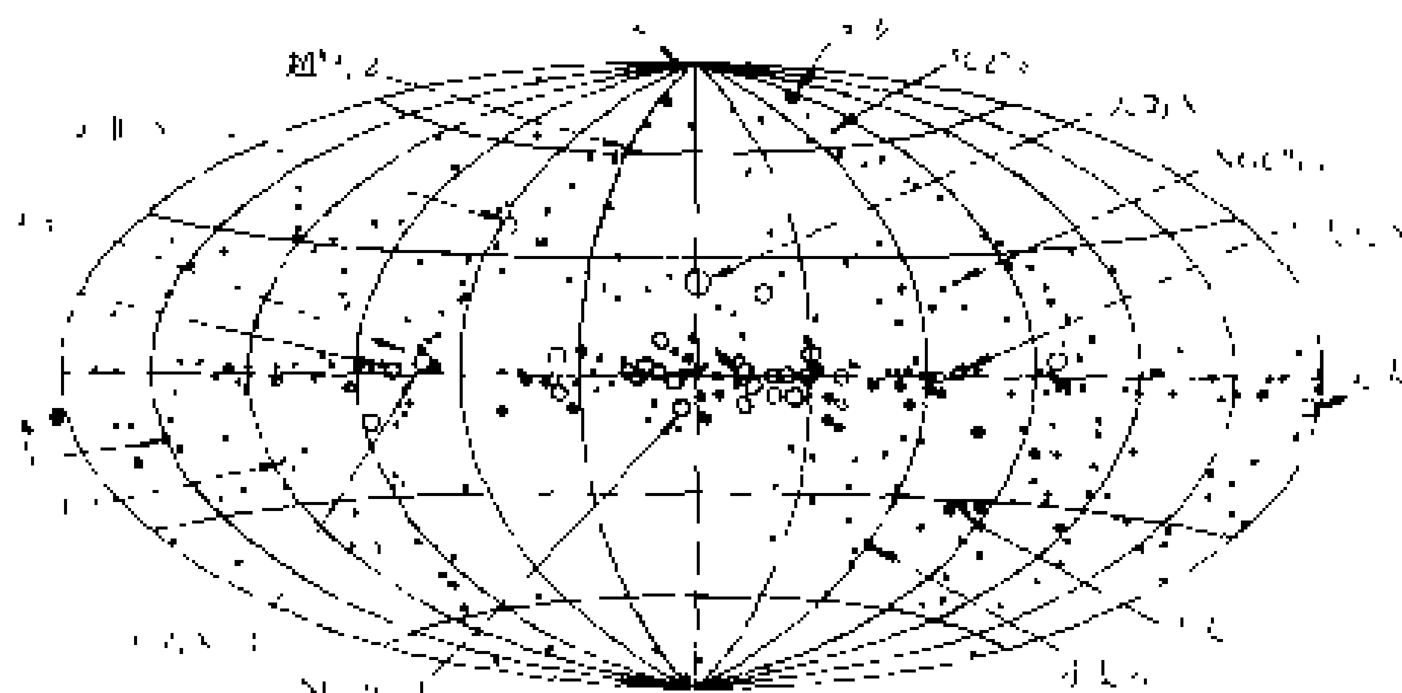


图 6.20 X 射线源的天图. 这些源分布于银道坐标系. 银面对应于银纬 0°, 银心是银经 0°. 符号的大小表示源的强度

这些 X 射线源的距离介于 500 秒差距至 10 千秒差距. 光度所占范围约为 10^{33}— 10^{38} 尔格/秒(能量为 2— 6 keV).

2. X 射线脉冲双星

呈现出周期性变化的 X 射线双星称为 X 射线脉冲双星(例如武仙 X-1), 它们不同于非周期性变化的诸如天鹅 X-1 这样的源.

由 X 射线脉冲双星的研究已获得银河系 X 射线源的许多信息. 通过研究它们的脉冲轮廓, 脉冲周期和该双星系统的轨道参数为认识有关致密星(特别是中子星)的吸积物理的关键提供信息.

A. 脉冲轮廓和周期

已知的 19 颗 X 射线脉冲双星的脉冲周期的范围由 0.7 秒至 835 秒. 脉冲轮廓的特征有: (i)大"负载"循环 ≥ 50%; (ii)幅度变化为 25— 90%; (iii)由对称到不对称; (iv)轮廓形态与周期无显然的函数关系. 脉冲轮廓随着能量有非常明显的变化(如 4U

$$L_\nu = 6.8\times10^{-38} g_\nu T^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\int N_e^2 dV \text{ 尔格秒}^{-1}\text{赫兹}^{-1} \tag{6.90}$$

其中积分 $\int N_e^2 dV$ 称为发射量.

(iii)同步加速辐射　相对论性电子在磁场中运动，当 $\gamma=\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ 非常高时，可产生 X 射线辐射，能谱为幂律谱：

$$P\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)=0.256\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad \nu \ll \nu_c$$

$$P\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)=\frac{1}{16}\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{2}{3}\frac{\nu}{\nu_c}\right) \qquad \nu \gg \nu_c \tag{6.91}$$

其中 ν_c 为临界频率

$$\nu_c = 4.2\times10^6\gamma^2 B\sin\alpha$$

B 为磁场强度，α 为投射角.

(iv) 逆康普顿散射　高能电子散射光子可产生 X 射线辐射，如星光(5000Å)同 $\gamma=35$ 的电子相互作用可产生 4 keV的 X 射线，能谱为幂律谱：

$$J_\nu \propto \nu^{-\alpha}$$

若相对论电子具有幂律能谱 $N(\gamma)\propto\gamma^{-n}$，则逆康普顿辐射谱的谱指数 $\alpha=\frac{n-1}{2}$.

判断 X 射线源性质的第一件事便是确定其辐射机制. 一般先从谱型推断. 区别黑体谱和热轫致谱可从谱型区分，热轫致谱为指数形式，但在距离大于 5 千秒差距时，星际物质吸收造成低能

截断而不易判断．逆康普顿散射和同步加速辐射在幂律谱型和功率上都比较接近，因此需要从 X 射线源的环境中比较磁能和光子辐射能的强度而定，若磁场强则倾向于同步辐射，辐射场强则倾向于逆康普顿辐射．

由上述 X 射线辐射机制可以看出，其产生辐射有两个主要条件；高温和相对论性电子．产生这两个条件可能有三种情形：核反应、吸积和激波．产生 X 射线辐射的环节可以图 6.23 加以描述．

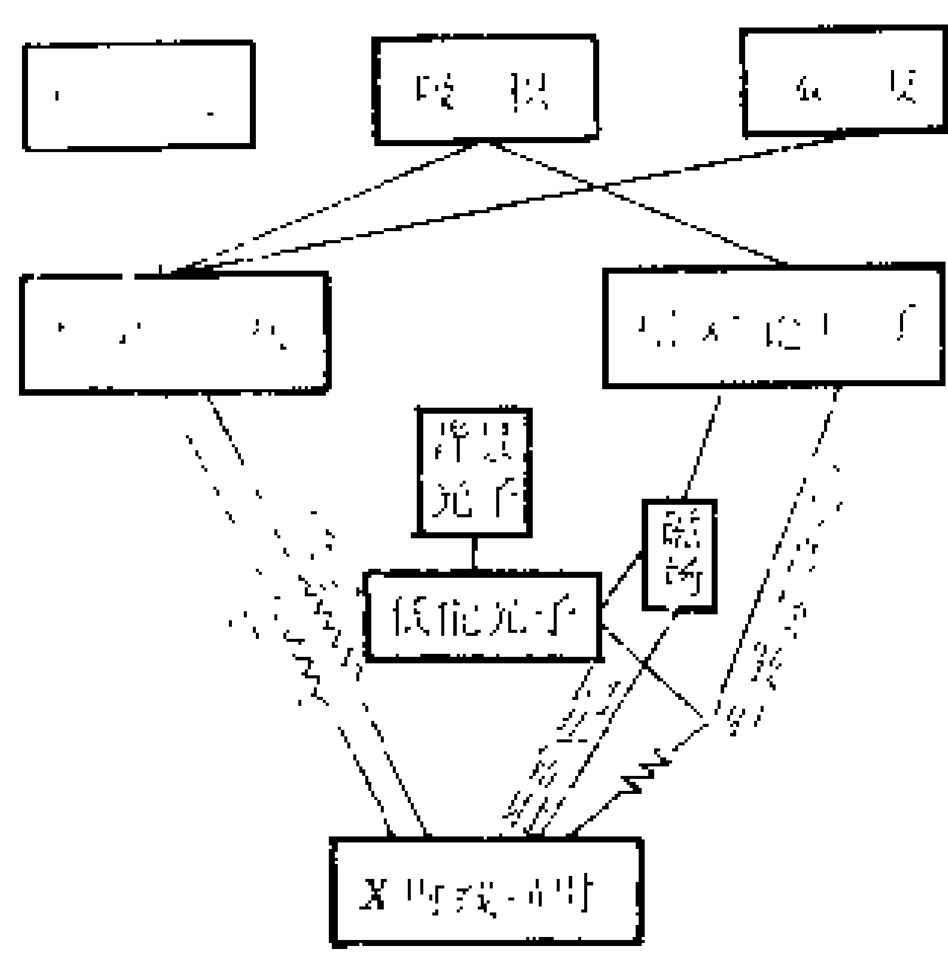


图 6.23 产生 X 射线辐射的途径

3. X 射线爆

X 射线爆发生于中子星从其伴星吸积物质的双星系统．X 射线爆通常分为两种不同类型（I 型和 II 型）．I 型爆的能源是热核聚变；而 II 型爆的能源则是引力．

第一个 X 射线爆是1975 年发现的（在球状星团 NGC 6624），1977 年 9 月又发现另一种快爆．于是将 X 射线爆进行分类（表 6.8）

表 6.8 X 射线爆分类

I型（~ 30个源）
爆发时间由小时到天（或更长？）
爆发衰减时有明显的谱"软化"
a. 衰减时黑体冷却
b. 中子星上的热核闪烁
c. 能源为核能
II型（快爆）
爆发时间由秒至分
爆发衰减时无显著的谱软化
a. 衰减时黑体辐射无明显的冷却迹象
b. 吸积流进入中子星是不稳定的
c. 能源是引力势能

(1) I型 X 射线爆

I型爆在爆发衰减时，其谱有明显的软化. 爆发的时标一般由小时至几天. I型爆发源已汇编成表，它们在银道坐标系中的分布如图6.24所示. 由图可见，I型爆多集中于银河核球，它们是银河核球的 X 射线源的一类次型. 也许全部银河核球的 X 射线源都是吸积中子星在一定条件下(吸积率不太大亦不太小)产生I型 X 射线爆.

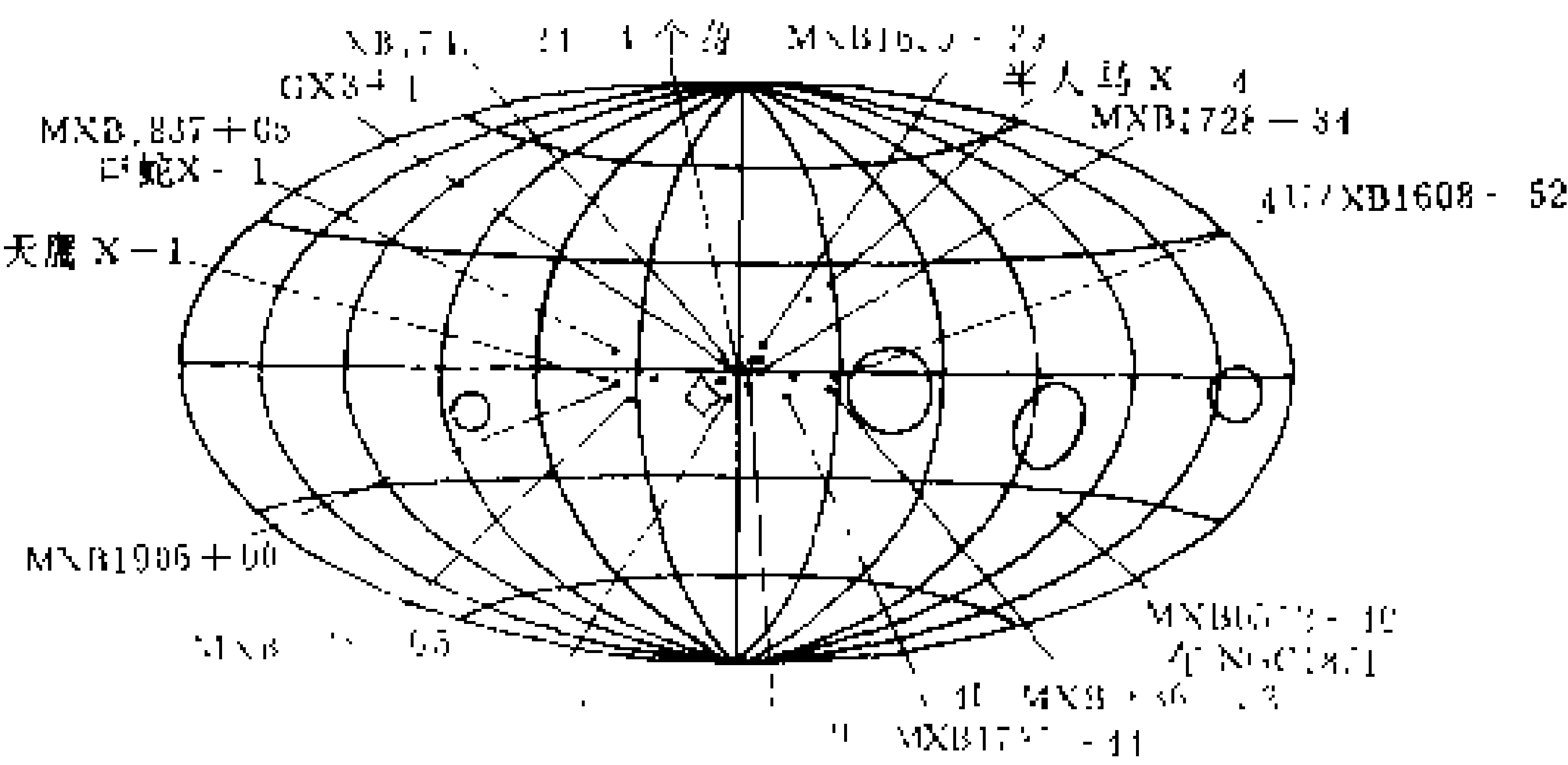


图6.24 32个 X 射线I型爆的银道坐标分布图

I型爆发的轮廓呈现出变化，上升时间由(1秒至10秒，衰减时则由几秒到几分．一般说衰减时间高能比低能短的多．例如MXB 1728－34，能量为1.2— 3.0 keV，衰减时间为几分钟；相反，当能量为19— 27keV时，衰减时间仅几秒(参看图6.25)．

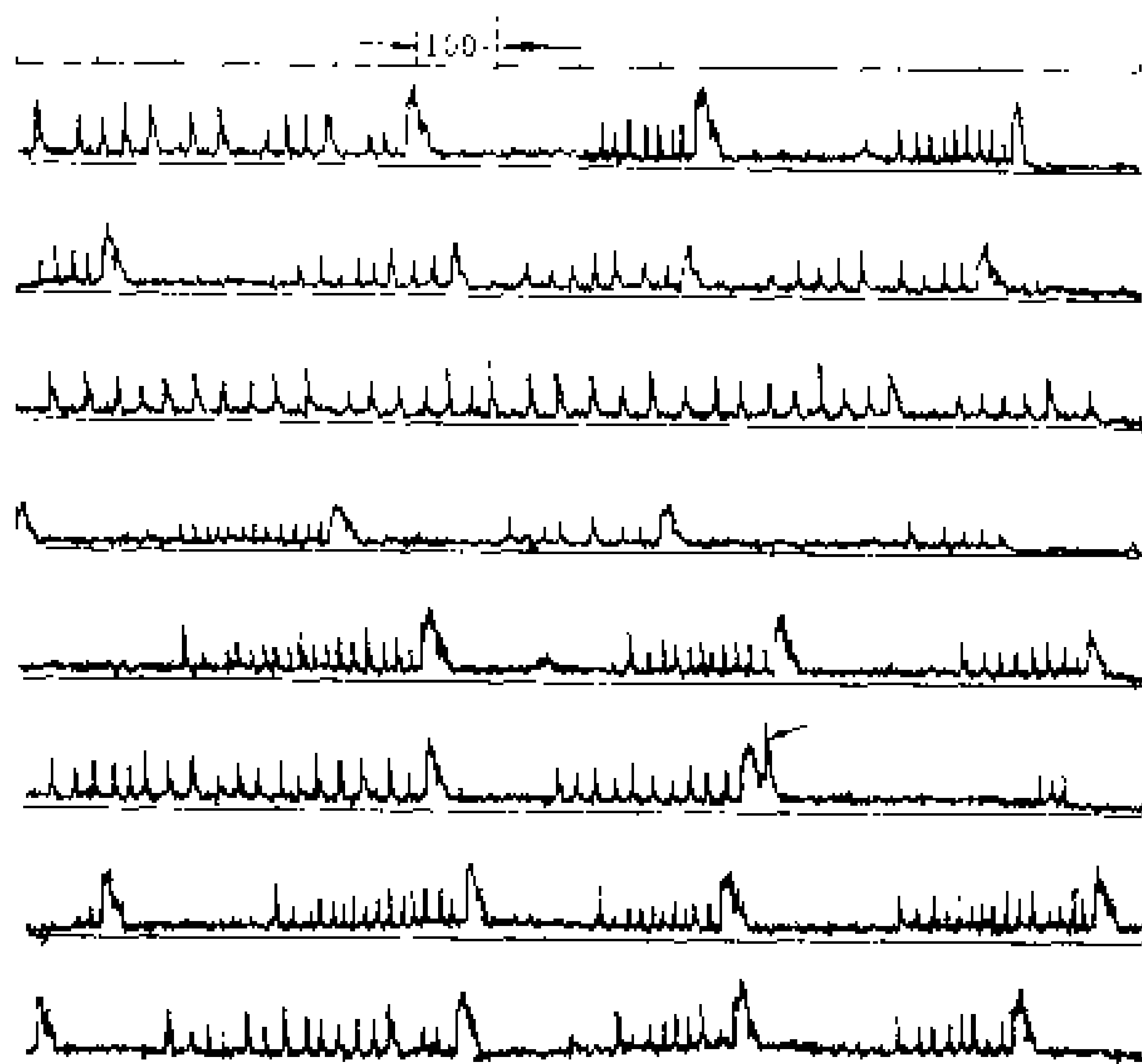


图 6.25 I型 X 射线爆的轮廓

I型爆按其小时至天的时标而言，爆发间距呈现为规则或不规则．爆发率某些时候与其长久 X 射线发射水平有关．例如在1976年10月，MXB 1659－29的爆发具有相当规则的间距(2.5小时)；到1978年3月，长久发射的水平升高很多，但未观测到爆发．

现在一般认为爆发源是中子星，为什么？如果双星系统中的中子星及其伴星彼此之间靠的足够近，那末物质可从伴星"落"入中子星，当物质碰到中子星表面时，其速度可达到三分之一光速．物质的动能将以热能形式释放出来．设想由伴星流向中子星的质

量是 10^{17} 克／秒（$10^{-8} M_{\odot}$／年），所释放的能量是如此的高，以致中子星表面加热到 10^7K. 在如此高温下，中子星的表面层可发射 X 射线,能量为 1— 10 keV .对 MXB1728－34 和 4U 1636－53 的观测发现，其爆发峰值时的黑体温度约为 3×10^7K. 当爆发衰减时，该源迅速冷却，但黑体半径维持不变(10 千米). 因此由 X 射线爆源推出的黑体的半径和热核闪模型解释 X 射线 I 型爆的某些成功，我们可作出结论：I 型 X 射线爆源是中子星.

I 型 X 射线爆有的已从光学得到证认，其光学对应体是弱的蓝天体，目视星等都在 17 等以上，由光学对应体和 X 射线爆的特性的研究，已得到可靠的证据，即它们是小质量密近双星系统. 表 6.9 是光学辐射与 X 射线辐射其流量的比较.

表 6.9

X 射线源	$E_{光}/E_X$ 长久	$E_{光}/E_X$ 爆发	X 射线波段
4 U/MXB 1735－44	1.3×10^{-4}	$2.0\pm0.6\times10^{-5}$	2.5 — 10 keV
MXB 1833＋05 (Ser X－1)	$<4\times10^{-4}$ $2.2\pm0.4\times10^{-5}$	$<5\times10^{-5}$ $2.8\pm0.9\times10^{-6}$	1.2 — 12 keV
4U/MXB 1636－53	5×10^{-4}	$\sim1.4\times10^{-4}$ $>5\times10^{-4}$	1 — 25 keV

(2) II 型 X 射线爆

II 型爆不象 I 型爆那样，在爆发衰减时谱并不软化. 它们重现的时标比 I 型爆短两个量级. II 型爆的功率是 I 型爆的一百多倍. 这与 I 型爆能源是核能 而 II 型爆能源是引力能这一思想是一致的.

II 型爆上升时间约一秒，然后在几秒到十几秒下降，爆发轮廓参见图 6.26.

II 型爆应由吸积所致，它不可能是热核闪，如果是由热核闪产生的话，那将观测到成百次的高能 X 射线爆，但未观测到(参

见图 6.24）．原因很简单．当物质吸积到中子星，它释放能量是

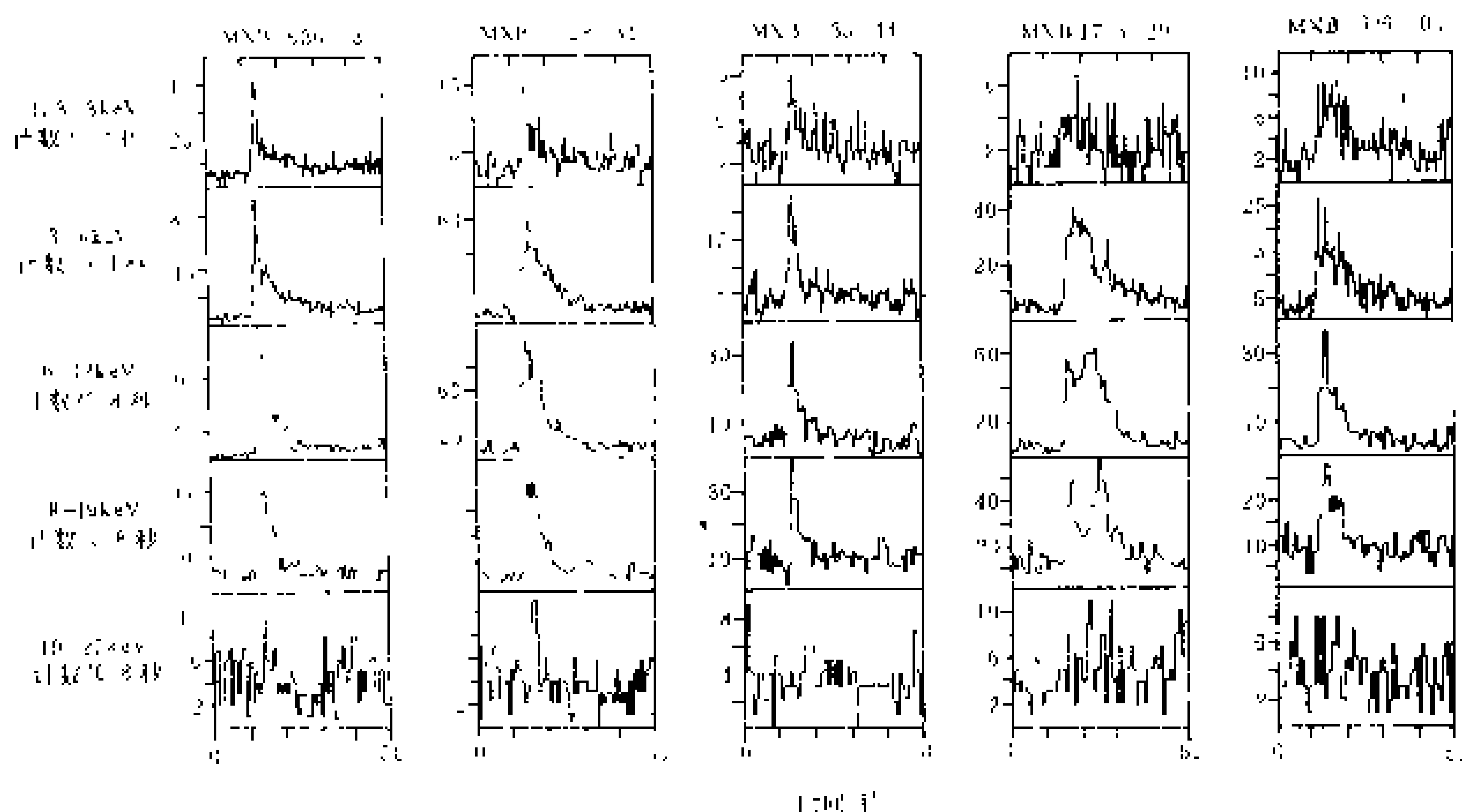


图 6.26 II 型 X 射线爆的轮廓

氦聚变为重元素时放出的能量大百倍．因此 X 射线爆并不是都起源于唯一的热核闪，而存在其他爆发机制．

近十多年来，对银河核球的 X 射线源，特别是 X 射线爆的研究有了迅速的发展．这些 X 射线爆发源的基本特征似乎已弄清楚．它们是致密天体(质量约 $1M_{\odot}$)，大多数情况下可能是中子星，它们从小质量的伴星吸积物质．如前所述，I 型爆是发生在中子星表面层的热核闪，而由快爆源产生的 II 型爆几乎肯定是吸积到中子星的物质流的不稳定性所造成的结果．

应当指出，还有许多现象和理论问题仍未解决．诸如，银河核球 X 射线源的双星系统的演化历史如何？产生快爆源的吸积不稳定性的性质是什么？某些其他 X 射线爆的机制是什么？这些问题随着观测和理论的发展总会逐渐被我们解决．

§ 6.8 γ射线天文学和γ射线爆

1. γ射线天文学

γ射线是电磁波谱最高端. γ射线天文学同样不能在地面发展，因为地球大气吸收了地球大气外来的γ射线. γ射线天文学起步最晚，通常认为1972年是γ射线天文学的起点，因为1972年发射了γ射线卫星SAS－2，它工作了七个月. 稍后1975年欧洲发射了Cos－B卫星，这次非常成功，它一直工作到1982年. 利用它们的观测结果，可以给出一个γ射线源表，绘出了第一张γ射线源天图(图6.27)，包括几十个源，或者集中着源的区域. 表中有著名的类星体3C 273，以及蟹状星云和X射线双星天鹅X－3等. 在银河中心方向，还观测到能量为0.5 MeV的γ射线，这是由电子正电子湮没而产生的.

宇宙γ光子辐射流(至少对于$E_\gamma>30$ MeV)是很稀少的，因此，现代γ射线观测仪器应能探测的辐射流约为10^{-7}光子/秒/厘米^2. 这就意味着仪器要大，相应的卫星要重. 有关γ射线卫星的资料如下表所示(表6.10).

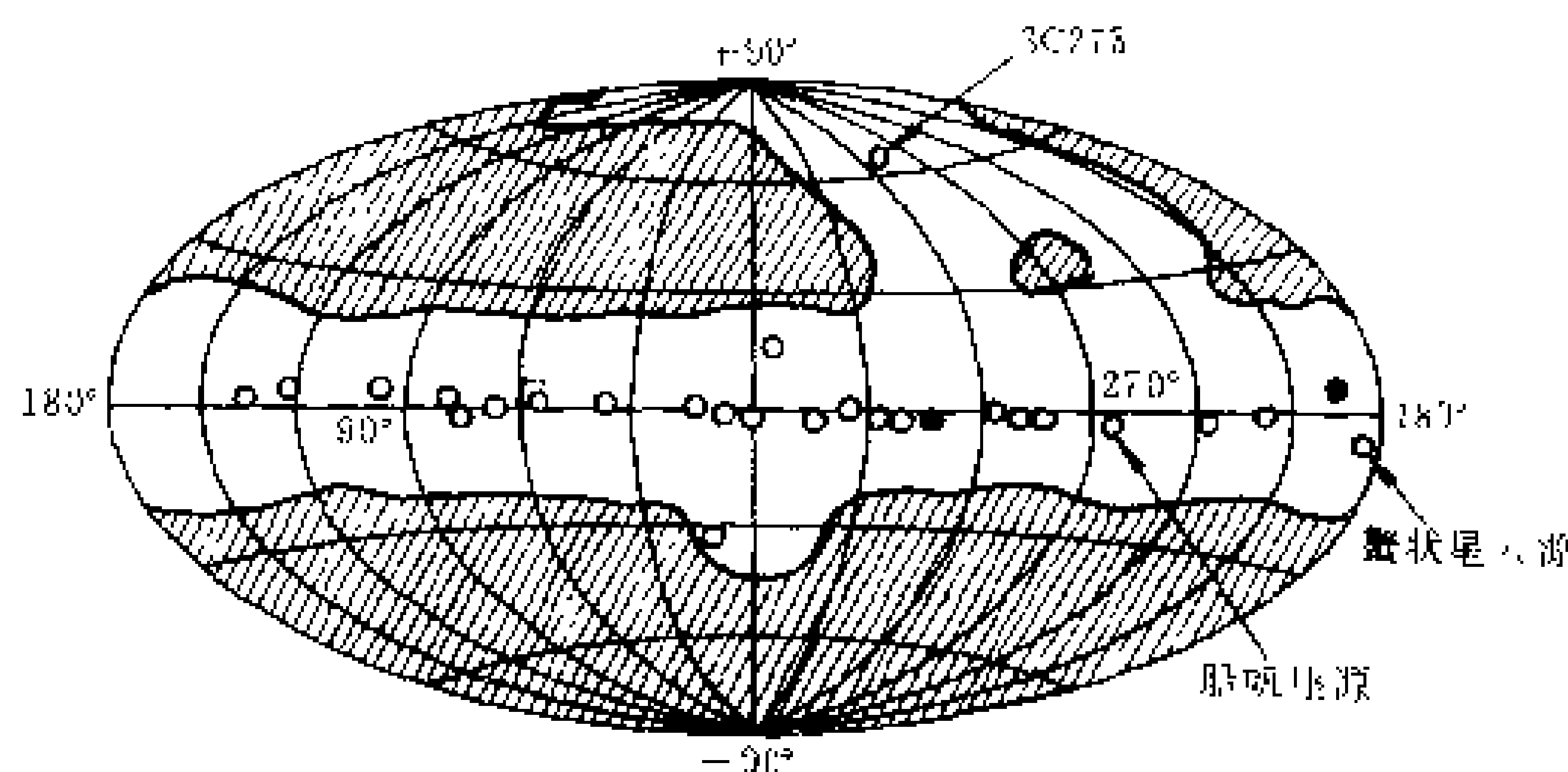


图6.27 Cos－B为探查γ射线源所寻找的天区(非阴影部分)和探测到的$E_\gamma>100$ MeV的源

表 6.10　γ射线卫星

卫星(望远镜)	GRASP	SAS－2	COS－B	Gamma	GRO	Gamma400
能量范围(MeV)	0.3 －100	30 － 200	70－5000	50 － 5000	20－ 3000	5000－ 400000
工作时间	1995－?	1972－1973	1975－1982	1989－1991	1990－ (2－ 5年)	?
重量(千克)	～ 1000	85	120	1500	1840	3000
灵敏度(光子/秒/厘米^2)	10^{-9}	10^{-6}	3×10^{-7}	10^{-7}	5×10^{-8}	10^{-10}
角分辨率	1′	～ 2.5°	～ 2.5°	20′－ 2°	1.6°	1.6°
能量分辨率	≥0.001	～ 0.5	～ 0.5	～ 0.5	0.15	0.2
时间分辨率(秒)	10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}	10^{3}	10^{4}	10^{4}

在90年代将发射几个大的γ射线观测装置，它们的灵敏度，分辨本领都有很大提高．目的是研究γ射线爆和γ射线发射谱线．

在10^5 eV — 10^{11}eV范围中的γ射线天文学，对于研究下列问题是非常重要的：

(1) 脉冲星发射机制；

(2) 银河系中高能粒子的分布；

(3)活动星系核过程；

(4) 高能背景辐射的起源；

(5) γ源中的物质成分及状态；

(6) γ射线爆发的本质．

γ射线天文学中常用的物理量有：以粒子数表示的辐射强度$J_\gamma(E_\gamma)$和辐射流$F_\gamma(E_\gamma)$；由能量表示的辐射强度$I_\gamma(E_\gamma)$和辐射流$\varphi_\gamma(E_\gamma)$，此处E_γ表示γ光子的能量，即$E_\gamma=h\nu$. 显然，各量间的关系为

$$
\begin{aligned}
I_\gamma(E_\gamma) &= E_\gamma J_\gamma(E_\gamma) \\
F_\gamma(E_\gamma) &= \int_\Omega J_\gamma(E_\gamma)d\Omega \\
\varphi_\gamma(E_\gamma) &= \int_\Omega E_\gamma J_\gamma(E_\gamma)d\Omega
\end{aligned}
\tag{6.92}
$$

辐射强度J_γ是单位时间、单位立体角内通过单位面积的能量为单位间隔的粒子数．有时也用积分辐射强度，它与微分辐射强度的关系可写为

$$
f(>E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} f(E'_\gamma)dE'_\gamma \tag{6.93}
$$

此处f代表(6.92)式中所包含的各个量．

γ射线的辐射机制或重要辐射过程可列举如下：

(1)γ 射线韧致辐射. γ 光子的韧致辐射是相对论性电子由中性或电离气体的核或电子产生散射而产生的. 对于中性气体的韧致辐射强度可近似地表示为

$$J_{\gamma韧} \simeq \frac{MN(L)}{t_{br}} \frac{J_e(>E_\gamma)}{E_\gamma} \simeq 1.5\times 10^{-2} M(L) \frac{J_e(>E_\gamma)}{E_\gamma} \quad (6.94)$$

此处 L 是气体沿视线的特征尺度, M 是原子质量, $t_{br}=66$克/厘米^2,

$J_e(E)$是宇宙电子谱, $M(L)=MN(L)=M\int_0^L n(r)dr$,

$$J_e(>E_\gamma)=\int_{E_\gamma}^{\infty} J_e(E)dE.$$

(6.94)式表示产生的 γ 光子谱很类似于初始的电子谱. 的确, 若电子幂律谱为 $J_e(E)=\kappa E^{-\alpha}$, 那末韧致辐射强度也呈现为幂律关系

$$J_\gamma(E_\gamma) \sim \frac{\kappa}{(\alpha-1)} \frac{E_\gamma^{(\alpha-1)}}{E_\gamma} \sim E_\gamma^{-\alpha} \quad (6.95)$$

(2)康普顿效应. γ 射线的康普顿辐射是相对论电子(能量为 E)对软光子 $\varepsilon_光 \ll mc^2$ 的散射而产生的. 对于最简单的情况, 电子能谱为

$$J_e(E)=\kappa E^{-\alpha}$$

可推出γ 光子辐射表达式为

$$J_\gamma(E_\gamma)=\frac{1}{2} n_{ph} L\kappa\sigma_T (mc^2)^{1-\alpha}\left(\frac{4}{3}\varepsilon_{ph}\right)^{(\alpha-1)/2} E^{-(\alpha+1)/2} \quad (6.96)$$

L 是沿视线方向的长度, n_{ph} 是沿视线方向的平均光子密度. σ_T 是汤姆孙截面 $\sigma_T=\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2$.

(3) 同步加速辐射．相对论电子在磁场中运动可产生这种辐射．当电子谱为$J_e(E)=\kappa E^{-\alpha}$时，$\gamma$ 光子的辐射强度近似地表示为

$$J_\gamma(E_\gamma)\simeq 0.79\,a(\alpha)\,L\kappa H^{(\alpha+1)/2}\left(\frac{2.59\times10^4}{E_\gamma}\right)^{-(\alpha+1)/2}$$

光子/(厘米^2·秒·sr·eV) (6.97)

此处 L 是辐射区特征尺度，$a(\alpha)=0.15$（对于$\alpha=1.5$），一般情况 $a(\alpha)=0.1$．另外还有 π^0 介子衰变等等．

2. γ 射线爆（Gamma-ray Burst）

γ 射线爆是一种短时标、突发性的高能 γ 射线爆发现象．这种爆发上升时间很短，约 0.2 秒，然后衰减，总持续时间约为 10 秒．近二十年来 γ 射线爆的研究已成为十分活跃的领域，由于已获得很丰富的观测资料而又未揭示出它的起源的实质．γ 射线爆的发现亦属偶然的重要发现，它是由美国国防部发射的 Vela 卫星于 1967 年突然发现的．1973 年 Klebesadel 等人在天体物理学杂志上发表了观测到16个宇宙 γ 射线爆的事例．70 年代末，苏联将高灵敏度的探测器安装在空间飞行器上，取名为 KONUS 实验．列宁格勒物理技术研究所的 Мазетс 等人将KONUS 实验从 1978 年 9 月至 1980 年 2 月的观测结果，汇编成有 143个γ 射线爆的时间、位置、时间特性、能谱和亮度变化的表．

γ 射线爆出现很频繁，几乎每天都有爆发出现．它的特点归纳起来如下：

(1) 爆发时间短（0.01 秒到几十分钟），

(2) 爆发能流（$E_\gamma>30$ keV）为 $S=10^{-7}$— 10^{-4} 尔格／厘米^2，

(3) 根据 $N(>S)-S$ 曲线可知，大部分爆发生在银河系内，典型距离 $d=3$ kpc，由此得总爆发能 $\varepsilon=S\cdot4\pi d^2=10^{38}$ — 10^{41} 尔格，光度$L_\gamma=10^{37}$ — 10^{40} 尔格／秒，它大大超过一个太阳质量的天体的爱丁顿极限$L_{ED}=1.5\times10^{38}$尔格／秒．

(4) 连续谱可用热轫致谱拟合，即 $dn \propto E^{-1}\exp\left(-\frac{E}{E_0}\right)dE$，其中 E_0 约为 50 keV — 1000 keV，这相当于温度为 $T=(1.7-4.6)\times10^9$K. 但谱型变化非常剧烈.

(5) 发射线特征：发射线出现在 400 keV — 500 keV 处. 发射线的全半宽约为 250 keV，若此宽度来源于多普勒效应，则等效温度 $T_D \sim 2.6\times10^8$ K. 发射线总流量约为 ~ 1 厘米$^{-2}$秒$^{-1}$.

(6) 吸收线特征：吸收线都出现在 ≤ 100 keV 光谱区. 如果它起源于强磁场中电子的回旋吸收，则磁场强度 $B=\frac{mc}{e\omega_H} > 1.4\times10^{12}$ 高斯，这是 γ 射线爆产生于强磁场中的直接证据之一. 吸收线很宽，大都以吸收带的形式出现. 图 6.28 是 γ 射线爆能谱具有吸收和发射的事例. γ 射线爆标记为 GB，后记年月日，如最强的 γ 射线爆是 1979 年 3 月 5 日发现的，记为 GB 790305.

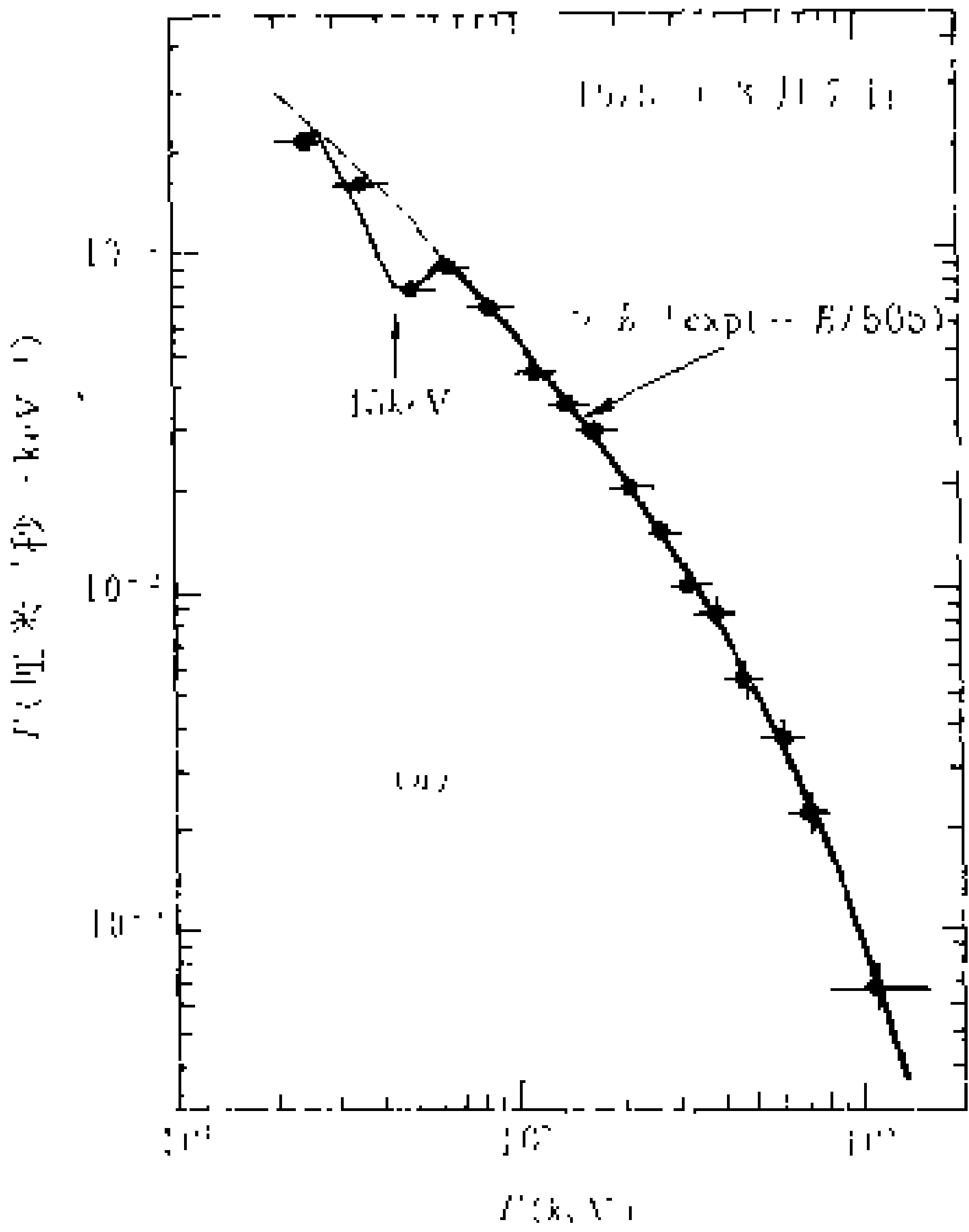


图 6.28 γ 射线爆 GB 790307 能谱（由 KONUS 实验）

γ 射线爆能谱的研究对探索γ 射线爆发机制，能源等问题是十分重要的．至今已探测了几百颗γ射线爆的能谱，谱的范围从几十 keV 到几MeV．现分三段介绍．

(1) 低能连续谱 ($2 < E < 30$ keV)

30 keV 以下通常是 X 射线，但对γ射线来说从几个 keV 到几十 MeV 都称为γ 射线．图 6.29 和 6.30 是 GB 790307 和GB 790325 的 X 射线和γ射线的时间特性．

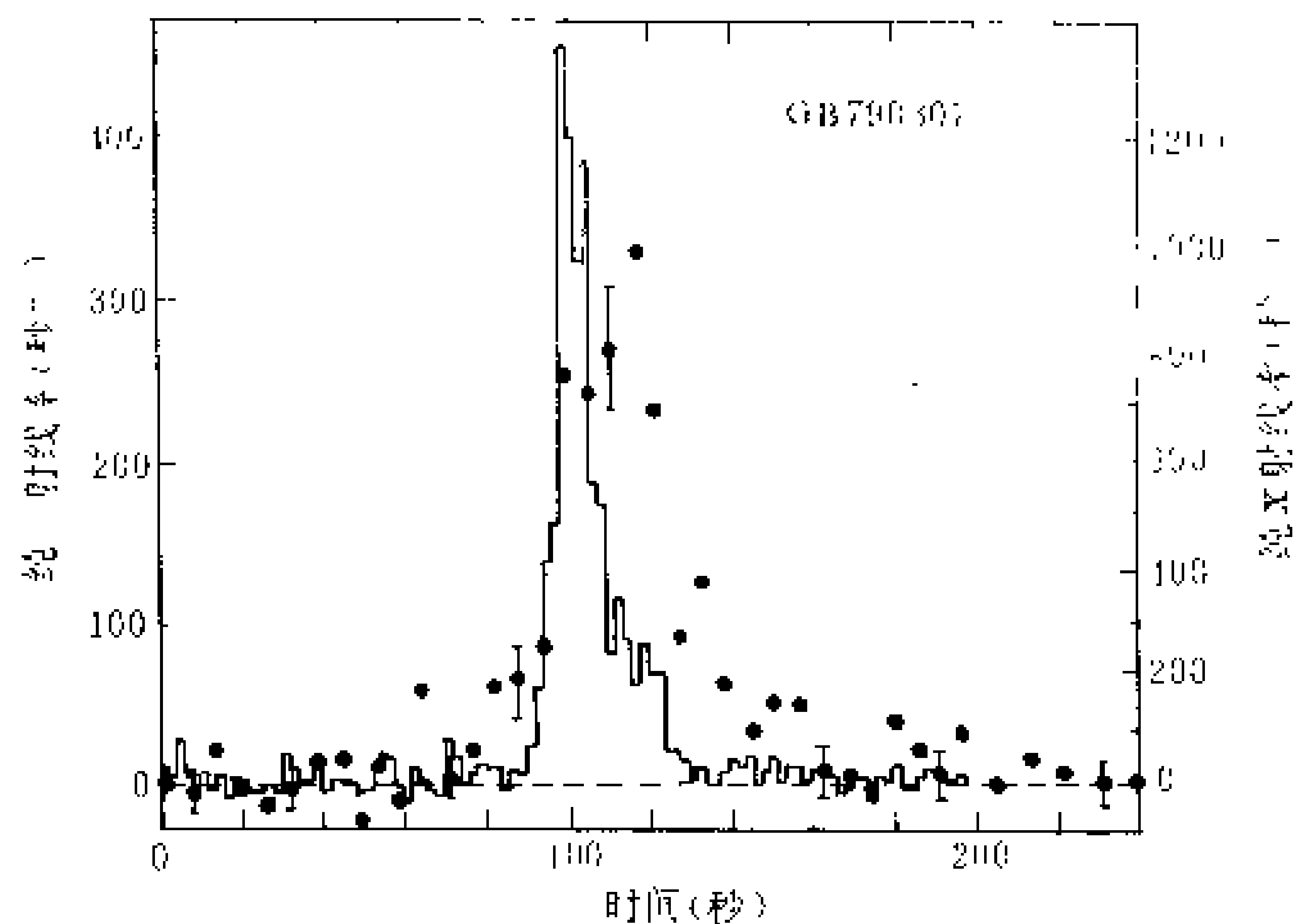


图 6.29 GB 790307 的 X 射线和γ射线直方图
黑点 3 — 10 keV，直方图 > 100 keV

由图可见(图中圆点代表 X 射线，直方图代表 $E > 100$ keV) X 射线与γ 射线可同时出现，X 射线持续时间长几十秒；X 射线流量只有γ 射线流量的百分之几．

(2) 中等能谱 (30keV $< E_\gamma <$ 1 MeV)

γ 射线能谱随时间的变化为检验γ射线理论提供了重要依据．观测表明，在γ射线爆发期间，吸收性质和发射的性质，以及连续谱都有明显的演变．这些性质与温度和光度有一定关系．经过广泛研究，用几种物理过程的能谱与观测的γ射线爆的能谱进行拟

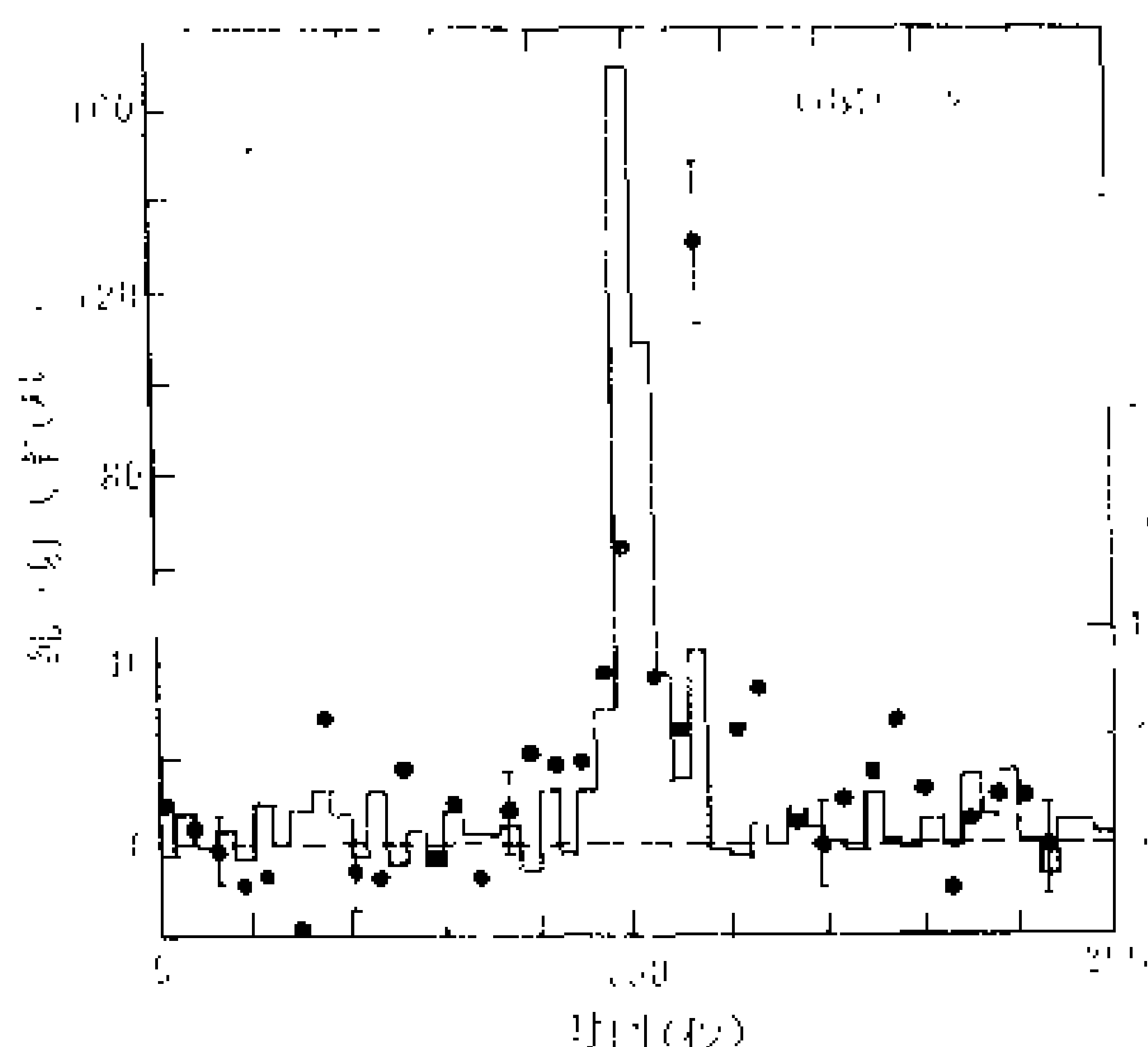


图 6.30 GB 790325 的 X 射线和 γ 射线直方图
黑点代表 3 - - 10 keV, 直方图 > 100 keV

合，得到较满意的结果．图 6.31 是用光学薄的热韧致谱拟合的结果，后来 Liang 指出，在有强磁场情况下，热同步辐射比热韧致谱更有效．在光学薄条件下，韧致辐射的总亮度

$$L_{TB} \simeq 1.2 \times 10^{-22} n_e^2 VZT^{\frac{1}{2}} \text{ 尔格/秒} \qquad (6.98)$$

其中 n_e 是电子密度，V 是发射区体积，Z 是原子序数，T 是以 mc^2 为单位的温度．而热等离子体同步加速辐射总亮度则是

$$L_{sy} \simeq 2.7 \times 10^9 n_e VT^2 \mathscr{F}(T) B_{12}^2 \text{ 尔格/秒} \qquad (6.99)$$

此处

$$\mathscr{F}(T) = \begin{cases} 1/T & \text{当} T << 1 \\ T^2/K_2(\frac{1}{T}) & \text{当} T \gtrsim 1 \end{cases}$$

$K_2(\frac{1}{T})$ 是修正的贝塞尔函数，B_{12} 是以 10^{12} 高斯为单位的磁场强度．通常对于大多数 γ 射线爆，$T \lesssim 1$, $K_2(\frac{1}{T}) \simeq 2$．有

$$\frac{L_{sy}}{L_{TB}} \geqslant 1 .$$

n_e约为 $\leqslant 10^{27}Z$，一般能满足．拟合结果如图 6.32 所示．

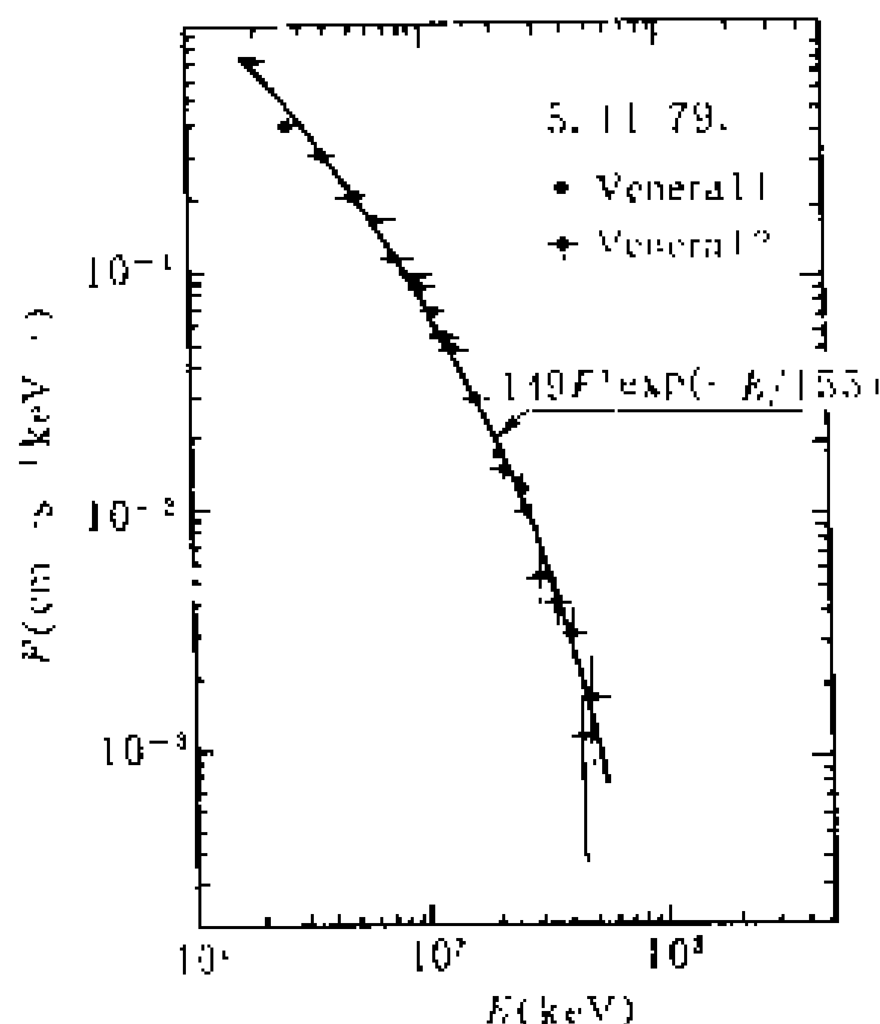


图 6.31　由热韧致辐射拟合的GB 791105

应指出，还有用逆康普顿辐射谱加以拟合的，也能得出较好的结果．

(3) 高能谱 ($E_\gamma > 1$ MeV)

过去曾认为 $E_\gamma > 1$MeV 以上，γ 射线爆的能谱可能很弱．这是因为由中能谱的拟合见到在高能端下降很快，另外，认为高于 1MeV 的 γ 光子在中子星表面易被强磁场吸收，形成正负电子对。事实上，自 1985 年以来，观测表明 γ 射线爆中，有明显的大于 1MeV 的 γ 光子发射，图 6.33 是 γ 射线爆高能谱区能量 E 与观测爆数目的关系图．图中 OTTB 是光学薄热韧致谱模型；TS —— 热同步加速辐射谱；PL —— 系幂律谱．

关于 γ 爆的理论问题主要包括三方面的内容．一是爆发机制，

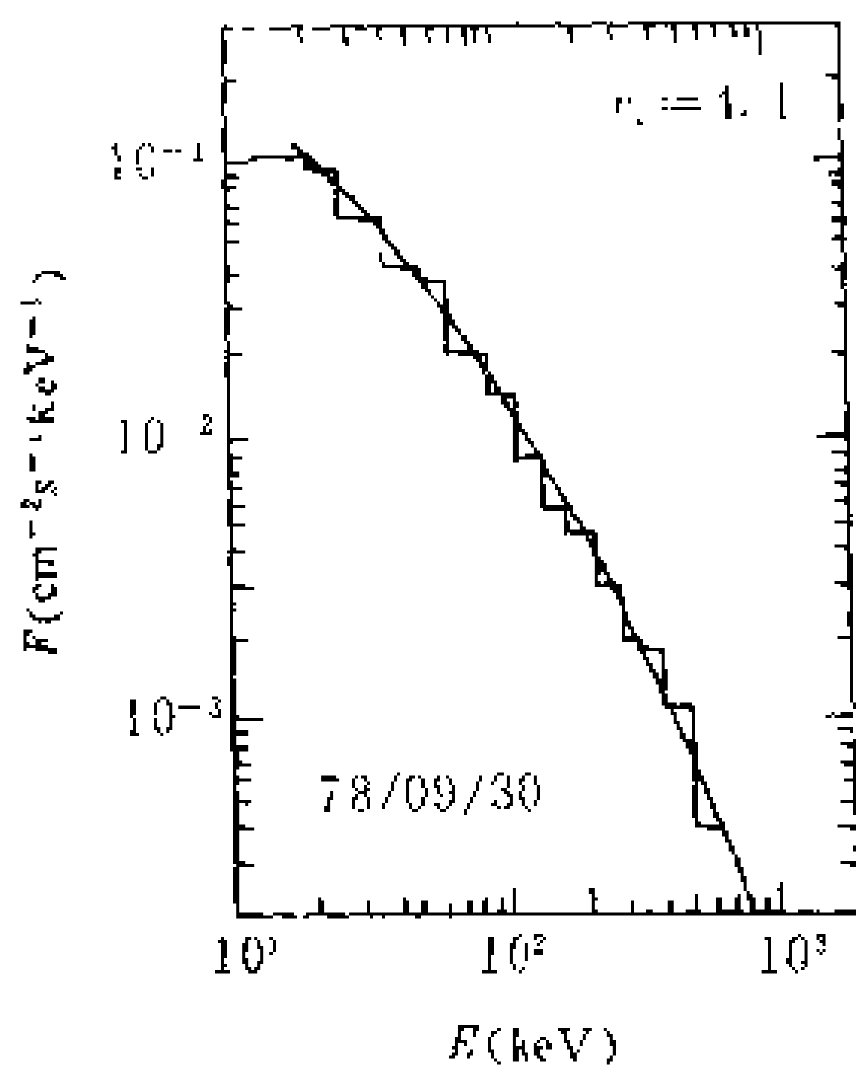


图 6.32 由热同步加速辐射拟合的 GB 780930

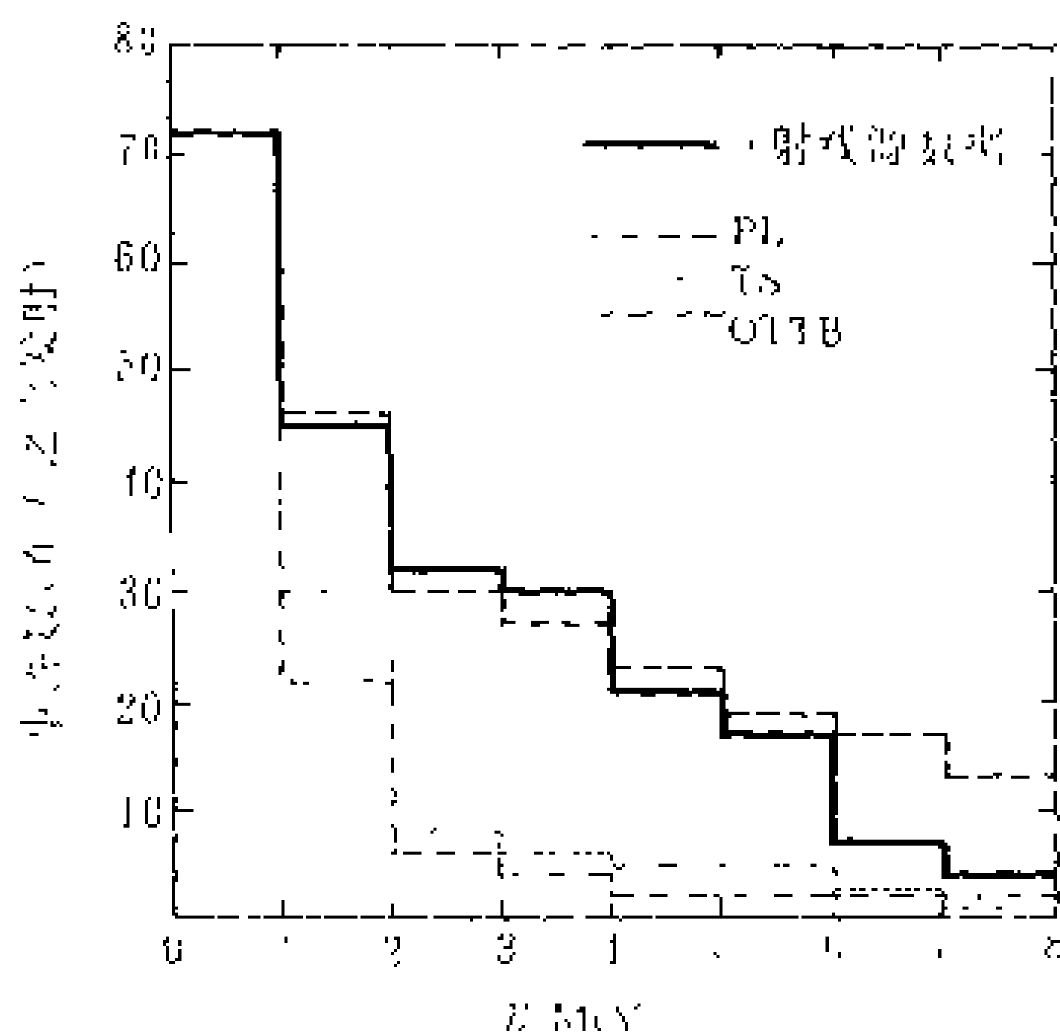


图 6.33 γ 射线爆随能量的分布

即 γ 爆能源；二是爆发过程的动力学演化，用于解释 γ 爆的时间特性；三是爆发区及附近区的辐射转移，这可说明 γ 爆的复杂谱

结构. 这三者是一个整体，成功的理论模型应能说明所有的观测特征. 目前距从理论上解决还有一定距离，对 γ 爆曾提出过许多模型，正如赛马一样，究竟哪一个更好、不断杀出黑马. 现仅列出主要的几个模型.

(1)吸积模型　当物质吸积到中子星表面时释放能量. 该模型涉及吸积物质的起源，磁层中贮能问题，以及等离子体不稳定性等.

(2)热核爆炸模型　有人称该模型是富有挑战性的黑马. 该模型认为由缓慢吸积，导致中子星表面发生该猛烈的热核爆炸，释放出核能. 由于强磁场 $B\sim10^{12}$ 高斯，慢吸积而产生 γ 爆. 若是弱磁场或强吸积则不能产生 γ 爆而是 X 射线爆.

(3)星震模型　该模型是为了解释 GB 790305γ 爆释放大量能量而提出的. 它假设在中子星核心处发生了某种剧烈活动，从而在中子星固体壳中形成一个重核非平衡层. 通过裂变，释放大量中子星内能. 另一种看法认为中子星内部发生剧烈震动，这种震动能以激波形式传到中子星表面，在那里产生正、负电子对等离子体，并发射高能 γ 光子.

总之，各种理论正在竞争，但都围绕着强磁场的中子星在寻找出合理的答案.

§ 6.9 吸积

致密天体由引力俘获周围物质的过程称为吸积(accretion). 质量为 $1M_{\odot}$ 的致密星吸积气体可能是观测到的双星 X 射线源的能源. 吸积也可发生于大尺度的类星体和活动星系核，已观测到由这些天体发射的高光度的迅速变化.

吸积所以如此引起天体物理学家的重视是基于这样的事实：当物质落入很陡的引力势阱，例如中子星或者黑洞，被吸积物质的 10% 的静止质量能可转化为辐射. 因此，吸积是比天体物理

中很多其他能源(如热核聚变)更为有效的宇宙中的能源.

计算吸积到致密星的物质流和发射辐射的图样一般说来是非常困难的. 现在我们考虑它应包括那些内容. 假设互相碰撞的气体粒子的平均自由程足够短, 以致吸积流呈现为流体动力学性质. 首先, 必须确定流的几何性质; 一般说, 如果气体具有固有的角动量, 那末该流是二维的或是三维的, 这取决于它的对称性. 对于简单情况, 这种流可呈球形(当气体远离致密星)或者呈盘形(诸如具有内在角动量的轴对称气体流). 这种流的图样的分析将大大简化. 其次, 我们必须计算表征吸积等离子体的加热和冷却的机制. 如果气体对发射辐射是光学厚的(亦即, 当光子在逃逸到无限远之前就被气体散射或吸收), 那末加热和冷却的净速率将依赖于辐射场, 辐射场又自身自洽地加以确定. 第三, 必须估计到等离子体中磁场可能发生的作用, 磁场可能穿过远离致密星的等离子体, 或者它是起源于星体本身(或者两者兼有). 在任何情况下, 磁场对流动等离子体的压力, 加热和冷却率的贡献必须加以计算. 第四, 要适应地考虑到辐射压对吸积流的影响. 第五, 必须弄清吸积流的边界条件, 在外边界气体与周围介质相衔接, 内边界是恒星的表面, 气体平滑地渗入星体. 因此, 在一般吸积情况下, 我们必须解含有时间的、多维的、与辐射转移方程相联立的相对论性的磁流体力学方程组.

气体吸积到致密星的问题仅对少数理想化的情形加以解决, 这并不值得惊奇, 即使对最简单的假设, 例如, 球形或薄盘几何形状的稳态吸积流, 满足自洽要求的分析解亦是非常复杂. 例如, 我们要计算的辐射场是由用来决定气体温度的加热和冷却过程所确定, 而温度反过来又确定了辐射场.

尽管困难重重, 但近年来随着观测现象的丰富多采, 人们在理解吸积物理特性和应用于解释激变变量, 矮新星、X 射线源和 X 射线爆、γ 射线爆, 以及类星体和活动星系核的光度迅变等方面已取得很大进展, 吸积似乎成为高能天体物理中不可缺少的重

要关键点之一.

1. **致密天体的吸积盘**

下面的讨论我们仅限于吸积到致密天体的吸积盘. 由于吸积气体具有角动量, 所以吸积到双星系统中致密天体的吸积可能远非球形. 若致密天体是黑洞, 那末任何时候的单位质量的角动量 $\tilde{l}$ 都要超过 $r_I c$, 此处 r_I 是最内边缘的稳定的圆轨道的半径, 在气体下坠到视界之前, 离心力将占优势. 在此情况下, 气体将被抛到围绕黑洞的圆轨道上, 只有当气体的粘滞压力将过剩的角动量传输掉后, 气体才向内运动. 与此相应的粘滞加热和气体在视界外花费更长的时间, 都显著地提高了由球形吸积所计算的光度值. 事实上, 当气体通过吸积盘向内偏移时单位质量发出的辐射能必须等于盘的内边缘 $r=r_I$ 处单位质量的引力束缚能. 因此, 吸积到黑洞的吸积盘辐射的效率至少可达到:

$\varepsilon=\tilde{E}_I=0.057$ 非旋转黑洞

$\varepsilon=\tilde{E}_I=0.42$ 最大速度旋转黑洞和随行盘

对于吸积到白矮星或中子星, 吸积盘的内边缘可以靠近星的表面. 在此情况下, 吸积的效率分别为

$$\varepsilon\sim\frac{1}{2}\frac{GM}{Rc^2}\sim10^{-4} \qquad \text{对于白矮星}$$

$$\varepsilon\sim\frac{1}{2}\frac{GM}{Rc^2}\sim10^{-1} \qquad \text{对于中子星}$$

因此, 在数量级上, 吸积盘的总光度是

$$L\sim10^{-4}\dot{M}c^2\sim10^{34}\text{尔格}\cdot\text{秒}^{-1}\left(\frac{\dot{M}}{10^{-9}M_\odot\text{年}^{-1}}\right) \qquad \text{白矮星}$$

$$L\sim10^{-1}\dot{M}c^2\sim10^{37}\text{尔格}\cdot\text{秒}^{-1}\left(\frac{\dot{M}}{10^{-9}M_\odot\text{年}^{-1}}\right) \qquad \text{中子星或黑洞}$$

现在我们着重讨论围绕中心点质量的开普勒吸积盘的结构. 历史上最初注意到角动量在双星系统吸积中的显著地位是1968年由Prendegast提出的，他建立了双星中白矮星的吸积盘. 稍后沙库拉(Shakura)和森雅耶夫(Sunyaev)等建立了吸积到中子星和黑洞的吸积盘. 还有人考虑了吸积盘靠内那部分的广义相对论效应.

2. 吸积盘基本理论

让我们先定性地讨论一下吸积盘. 当从正常星向致密星转移气体时，会有什么发生呢? 如果这一过程是通过洛希瓣溢出气体,气体通过拉格朗日点L_1转移出，然后在引力和科里奥利力的联合作用下，使它在围绕致密天体的大致是圆的轨道上运动(参见图6.18). 某些早期堆集的气体形成吸积盘，再进入的气体与盘内气体通过粘滞应力发生相互作用，这些进入的气体某些从盘中由粘滞力矩获得角动量并从盘区逐渐被抛出；一部分气体落回到正常星，一部分通过拉格朗日点L_2被抛出整个系统之外. 如果这一过程是由星风产生吸积，盘的外边界可能更靠近致密星. 在此边界之外的吸积几乎为球形，然后达到某一半径时改变它的特性变成围绕致密星作开普勒运动.

但是，只要吸积盘形成，大部分引力势能被释放，辐射的大部分起源于最靠近致密星的盘的最内部区. 气体的沉积和角动量的迁移则主要在盘的外部区. 我们希望研究发射的辐射，故注意力集中于盘的内部区.

当气体围绕致密星作近乎圆运动时，由于粘滞转矩迁移角动量，盘中每一气体元都获得一个小的向内的径向运动. 当气体的角动量由盘的内部区域迁移到外部区域时，气体则以螺旋式移向致密星. 同时粘滞引起剪切运动，从而“摩擦”生热，大部分热由稳定盘的顶部和底部辐射出去.

现在我们定量地讨论围绕质量为M的致密星的吸积盘的内

区. 假设气体以恒定速率$\dot{M}$ 落向吸积盘，忽略伴星的潮汐力的作用. 又设吸积盘的中心平面位于致密星的赤道面，且定义 $z=0$.

在开普勒圆运动中，每一质量元都具有角动量

$$\tilde{l}=(GMr)^{\frac{1}{2}} \tag{6.100}$$

由于靠近星表面的半径r 小，其角动量$\tilde{l}$ 远小于盘的外界 r_D 处的角动量，因此在稳定状态下，由气体从盘移出角动量的速率为

$$\dot{J}=\dot{M}\tilde{l}(r_D)=\dot{M}(GMr_D)^{\frac{1}{2}} \tag{6.101}$$

定义 $2h$ 为盘的厚度且 Σ 是盘在 r 处的面密度. 于是可写出:

$$\Sigma = \int_{-h}^{h}\rho dz \simeq 2h\rho \tag{6.102}$$

其中 z 是垂直于盘面的垂直高度，ρ 是对应于 $z=0$ 处的密度值. 此处及以后我们将沿 z 方向对与 z 有关的量加以平均，用平均值的乘积代替沿 z 方向乘积的积分. 设 v_r 是气体向内的径向速度，$v_r>0$; v_φ 和 Ω 分别是开普勒运动的轨道速度和角速度

$$v_\varphi=r\Omega=\left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.103}$$

由于粘滞，v_r 往往比 v_φ 小得多.

我们再设盘为薄盘，亦即 h 处处满足

$$h(r)\ll r \tag{6.104}$$

可以看出(6.104)式要求温度是“冷”的，即$kT\ll\frac{GMm_p}{r}$. 由粘滞应力产生的热由盘可很有效地辐射掉(不储存)，从而达到如此的低温. 对于球形吸积 $kT\sim\frac{GMm_p}{r}$，而吸积盘与此不同，它是高度非绝热的，在(6.104)式成立的极限情况下，一对二维的轴对称气流的方程可分离为径向和垂直方向的分离变量的方程. 这

个近似的去耦联大大简化了流体动力学方程.

定义f_φ是 r 处 φ 方向的流体元施于它邻近的 $r+dr$ 处流体元的粘滞应力(单位面积上的力)(参见图 6.34). 该应力与应力张量 $t_{r\varphi}$ 的关系为

$$f_\varphi = -t_{r\varphi} \tag{6.105}$$

此处对于开普勒盘

$$t_{r\varphi} = -\frac{3}{2}\eta\Omega = -\frac{3}{2}\eta\left(\frac{GM}{r^3}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.106}$$

其中 η 是动力学粘滞系数(单位为克·厘米$^{-1}$·秒$^{-1}$). 由粘滞流体动力学运动方程的讨论(参见夏皮罗等《致密天体物理学》的附录 H), 可推出方程(6.105)和方程(6.106). 最后, 定义 F 是吸积盘的上面(或下面)发出的总辐射流.

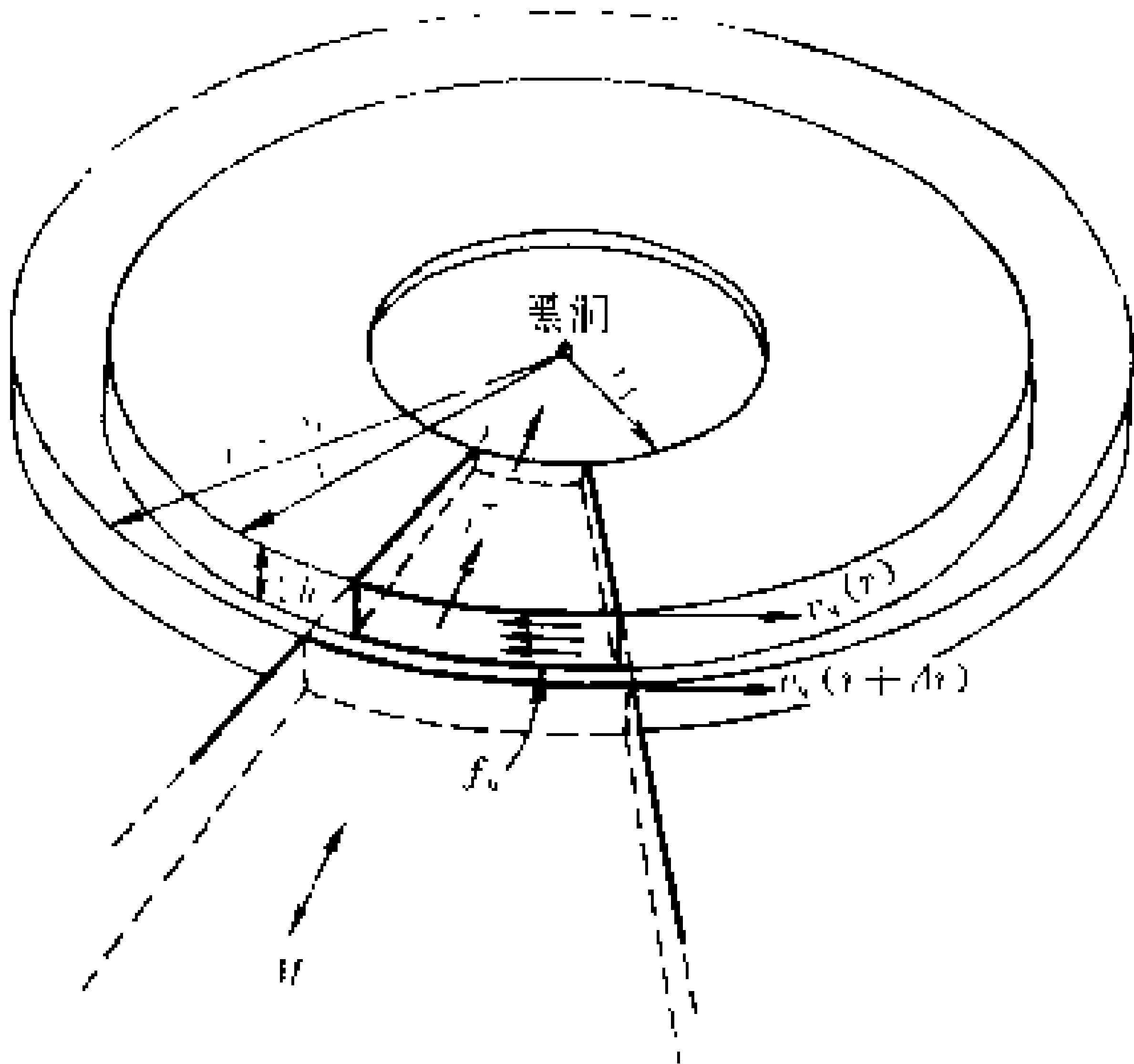


图 6.34 围绕黑洞的开普勒吸积盘的薄片

在稳定状态下, 盘的结构由同时解四个守恒方程(质量、角动

量、能量和垂直动量)加以确定. 此外，η 粘滞律(借助局部热力学参量表示)和由中心向表面的辐射转移都需要加以确定. 下面讨论这些有关方程.

(1)静止质量守恒

将稳定态质量流的连续性方程，$\nabla \cdot (\rho v)=0$, 加以积分，则得

$$\dot{M}=2\pi r \Sigma v_r = \text{常量} \tag{6.107}$$

该式说明通过半径 r 的圆柱体向内的物质流动的速率与半径 r 无关.

(2)角动量守恒

设 $J^+=\dot{M}(GMr)^{\frac{1}{2}}$ 是向内流动气体跨过盘的半径 r 时向内传输角动量的速率(参见图 6.34). 令 J^- 是由致密星所消耗的角动量的速率. 因为沉积到致密星上的特有的角动量不能超过吸积盘内边缘的角动量 $\widetilde{l}(r_I)$, 于是，我们可写出

$$j^-=\beta\dot{M}(GMr_I)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{其中}|\beta|\leqslant 1 \tag{6.108}$$

(例如，对于吸积到黑洞时，$\beta=1$). 角动量守恒要求在盘的半径 r 内的角动量的纯变化率等于由粘滞应力所施加的转矩，因此，

转矩 = (沿 e_φ 的力/面积)×(面积)×(半径 r)$=J^+-J^-$,

或者

$$(f_\varphi)(2\pi r\cdot 2h)(r)=\dot{M}[(GMr)^{\frac{1}{2}}-\beta(GMr_I)^{\frac{1}{2}}] \tag{6.109}$$

应指出，应力 f_φ 在稳定盘中由 M 和 $\dot{M}$ 唯一地确定.

(3)能量守恒

由粘滞流体动力学可知，粘滞所产生的熵的速率为

$$\dot{Q}\equiv \rho T\dot{S}\approx \frac{(t_{\varphi r})^2}{\eta}=\frac{-f_\varphi t_{\varphi r}}{\eta} \tag{6.110}$$

利用(6.106)式和(6.109)式，上式可化为

$$2h\dot{Q}=\frac{3\dot{M}}{4\pi r^2}\ \frac{GM}{r}\left[1-\beta\left(\frac{r_I}{r}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (6.111)$$

现在我们假定这些热量并不存储，而是全部辐射掉．于是(6.111)式直接给出从吸积盘半径 r 处的顶部和底部发射的累积辐射流:

$$F(r)=\frac{1}{2}\times 2h\dot{Q}=\frac{3\dot{M}}{8\pi r^2}\ \frac{GM}{r}\left[1-\beta\left(\frac{r_I}{r}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (6.112)$$

(由于盘是薄的，辐射主要是由盘的垂直方向而不是沿径向方向)．(6.112)式显著的特性是沿吸积盘径向的辐射流的分布完全不依赖于我们还未确定的粘滞性．

吸积盘的总光度是

$$L=\int_{r_I}^{\infty}2F\times 2\pi r dr=\left(\frac{3}{2}-\beta\right)\frac{GM\dot{M}}{r_I} \qquad (6.113)$$

该光度完全象由能量守恒所预期的一样．r_I 处每克物质的牛顿引力束缚能为 $E_B=\frac{GM}{2r_I}$，由致密星所施加到每克物质的旋转动能是 $E_R=(1-\beta)\frac{GM}{r_I}$．因此，方程(6.113)直接给出 $L=(E_B+E_R)\dot{M}$.

(4) 垂直方向动量守恒

因为在吸积盘垂直方向气体没有纯净运动，所以沿 e_z 方向的动量守恒便归结为流体静力学平衡条件．令致密星沿 e_z 方向的引力的分量等于吸积盘的垂直方向的压力梯度，即

$$\frac{1}{\rho}\ \frac{dP}{dz}=-\frac{GM}{r^2}\ \frac{z}{r} \qquad (z \ll r) \qquad (6.114)$$

用差分代替上式中的微分(亦即，令$\Delta P \approx P$，此处P是$z=0$处的压力，同时令$\Delta z \approx h$)，于是得盘的一半厚度h：

$$h \approx \left(\frac{P}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{r^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{C_s}{\Omega} \tag{6.115}$$

此处C_s是盘的中间面的声速.

由(6.104)式和(6.115)式可看出

$$\frac{h}{r} \simeq \frac{C_s}{v_\varphi} \ll 1 \tag{6.116}$$

(5)粘滞律

吸积盘理论中粘滞律是我们了解得最贫乏的物理部分. 粘滞性很可能起源于气体动力学流中的小尺度的湍动. 或然的磁场被吸积的等离子体加以拖曳，受到盘的交差旋转速度的剪切作用，因此在混沌气泡之间的边界的再连接时也会对粘滞有重要贡献. 幸好，累积辐射流(6.112)式和光度不依赖于粘滞律. 但遗憾的是吸积盘的细节和发射谱的细节却与粘滞律有关.

为了取得进展，我们引用沙库拉和森雅耶夫的粘滞模型. 从流体动力学考虑出发，建立一个似乎真实合理的湍动粘滞－剪切－应力关系. 对于湍动，动力学粘滞系数η由下式给出

$$\eta \simeq \rho v_{湍} l_{湍} \tag{6.117}$$

此处$v_{湍}$是湍动泡相对于平均气体运动的速度，$l_{湍}$是最大湍动泡的尺度. 每当运动是超声速时，激波将湍动的动能耗散为热，因此，我们要求$v_{湍} \leqslant C_s$. 湍动泡的尺度大小由吸积盘的厚度加以制约，即$l_{湍} \leqslant h$. 由(6.105)，(6.106)和(6.116)诸式，对剪切应力有如下约束：

$$f_\varphi = -t_{\varphi r} \leqslant (\rho C_s h)\Omega \approx \rho C_s^2 \approx P \tag{6.118}$$

一般说来，我们可写出：

$$f_\varphi = \alpha P \tag{6.119}$$

此处我们引入了一个无量纲参数α，虽然不能计算它的细节但它满足以下条件

$$\alpha \leqslant 1 \tag{6.120}$$

由(6.119)式构造的吸积盘称为"α 模型"．该模型中用来建立盘的方程中的 α 是自由常数参量．特别有意义的是，由矮新星中所包含的物质交换所观测到的随时间变化的爆发谱，可用经验的方法定出 α 的数值．将"灾变星"的观测与由薄盘理论所预期的含时间的辐射流加以比较，所得 α 值介于 0.1 至 1 之间．

(6)不透明度

不透明度是包含在质量为 $M \sim M_\odot$ 的致密星的吸积盘内的典型参数，吸积盘内吸收光子的主要源泉是非相对论的热轫致辐射或自由－自由跃迁．谱线内的束缚－束缚跃迁和电离过程中的束缚－自由跃迁也有相当的贡献．按频率作平均，罗斯兰平均吸收不透明度为

$$\overline{\kappa_{吸}} = \overline{\kappa_{ff}} \simeq 0.64 \times 10^{23} (\rho[克 \cdot 厘米^{-3}]) . (T[K])^{-7/2} 厘米^2/克 \tag{6.121}$$

散射光子的主要源是汤姆逊散射，即

$$\overline{\kappa_{散}} \simeq \overline{\kappa_{es}} = 0.40 厘米^2/克 \tag{6.122}$$

典型情况下，盘的外部冷区吸收超过散射；而盘的内部热区散射超过吸收．粗略地说，总的罗斯兰平均不透明度满足下式：

$$\frac{1}{\overline{\kappa}(\rho \cdot T)} \simeq \frac{1}{\kappa_{吸}} + \frac{1}{\kappa_{散}} \tag{6.123}$$

(7)压力

盘内物质的总压力主要是热气体的压力和辐射压之和．对电离氢可有

$$P(\rho, T) = \frac{2\rho k T}{m_p} + P_{rad} \tag{6.124}$$

此处，对局部热动平衡情况，有

$$P_{rad} \simeq \frac{1}{3} aT^4 \tag{6.125}$$

典型情况下，整个盘气体压力超过辐射压，当然在盘的最内部区温度 T 很高，那是例外.

(8) 辐射转移

吸积盘内，能量迁移是辐射转移，而不是对流和传导. 由粘滞在盘内部产生的热通过盘在垂直方向传输. 一般说来，有某些不同的辐射转移方式用于盘的不同区域和不同模型的盘(取决于吸积率，致密星的质量等).

如果盘的总光学厚度 τ (沿垂直方式测量)大于 1，光子通过扩散转移到盘的表面，由辐射流方式

$$F(r,z) = \frac{c}{3} \frac{d}{d\tau}(\varepsilon_p) = \frac{c}{3} \cdot \frac{d}{d\tau}(aT^4) \quad \tau > 1 \tag{6.126}$$

此处 $F(r,z)$ 是垂直盘方向的辐射流，我们同时已设光子气与物质处于局部热动平衡. 光度厚度 τ 由罗斯兰平均不透明度可以算出为

$$\tau = \int_0^h \bar{\kappa} \rho dz = \bar{\kappa}(\rho \cdot T)\Sigma \tag{6.127}$$

用有限差分代替微分，可将(6.115)式加以积分，得出盘的近似的表面辐射流 $F(r, z=h) = F(r)$,

$$F(r) \simeq \frac{acT^4}{\tau} \simeq \frac{acT^4}{\bar{\kappa}\Sigma} \qquad \tau(r) > 1 \tag{6.128}$$

上式中的 Σ 和 F 分别由(6.102)和(6.112)式给出，ρ 和 T 由近于盘的 $z=0$ 处加以估算. 这种光学厚的方法可用于所有的盘模型的外区以及最热盘的内区.

如果光学厚度 τ 小于 1，对于外出光子而言，盘成为“光学薄”

的．在此情况下，光子从它的发射点可自由地逃逸，未遇到吸收和散射．因此，适合于扩散的(6.120)式必须由下式取代

$$F(r)\simeq\int_0^h \Lambda(\rho,T)dz\simeq h\Lambda(\rho,T)\qquad \tau(r)<1 \tag{6.129}$$

此处 $\Lambda(\rho,T)$是吸积盘中光子的平均发射率(尔格·秒$^{-1}$·厘米$^{-3}$)．Λ一般由热轫致辐射和／或康普顿散射所确定．

(9)"标准"盘模型的结构

我们再归纳一下建立吸积盘模型的主要方程

$$\Sigma=\int_{-h}^{h}\rho dh\simeq 2h\rho \tag{6.102}$$

$$\dot{M}=2\pi r\Sigma v_r \tag{6.107}$$

$$f_\varphi\cdot(2\pi r\cdot 2h)\cdot r=\dot{M}\left[(GMr)^{\frac{1}{2}}-\beta(GMr_I)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{6.109}$$

$$F(r)=\frac{1}{2}\times 2h\dot{Q}=\frac{3\dot{M}}{8\pi r^2}\ \frac{GM}{r}\left[1-\beta\left(\frac{r_I}{r}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{6.112}$$

$$h\approx\left(\frac{P}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{r^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}}\simeq\frac{C_s}{\Omega} \tag{6.115}$$

$$f_\varphi=\alpha P \tag{6.119}$$

$$\frac{1}{\overline{\kappa}(\rho,T)}=\frac{1}{\kappa_{散}}+\frac{1}{\kappa_{吸}} \tag{6.123}$$

$$P(\rho,T)=\frac{2\rho kT}{m_p}+P_{rad} \tag{6.124}$$

$$F(r)\simeq\frac{acT^4}{\tau}\simeq\frac{acT^4}{\overline{\kappa}\Sigma}\qquad \tau>1 \tag{6.128}$$

或者 $F(r) \simeq h\Lambda(\rho, T) \qquad \tau < 1 \qquad (6.129)$

以上9个方程中有9个量是 r, M 和 $\dot{M}$ 的函数即：$\rho(r)$，$h(r)$，$\Sigma(r)$，$v_r(r)$，$P(r)$，$T(r)$，$f_\varphi(r)$，$\bar{\kappa}(r)$ 和 $F(r)$，共给出9个代数关系式. 这些代数解太冗长，但由沙库拉等人(1973)得出解. 他们发现，对于一定的 M 和 $\dot{M}$，可将盘分成与 r 有关的三个不同的区域，它们是：

1. 外部区：r 很大，在此区气体压力超过辐射压，不透明度由自由－自由吸收所确定；

2. 中介区：r 较小，此区气体压力超过辐射压，但不透明度主要由电子散射所确定；

3. 内部区：r 很小，辐射压大于气体压力，不透明度中散射超过吸收.

应当指出，对某些 $\dot{M}$ 的选取，可能不存在内区和中介区.

当 $\bar{\kappa}_{散} \approx \bar{\kappa}_{吸}$，由外区过渡到中介区；当 $P_g \approx P_{rad}$ 时，(P_g 为气体压力)，由中介区过渡到内区，它们分别发生于：

$$\frac{r_{外中}}{r_s} = 4 \times 10^3 \left(\frac{\dot{M}_{17}}{M/M_\odot} \right)^{2/3} \mathscr{f}^{\,2/3} \qquad (6.130)$$

$$\frac{r_{中内}}{r_s} = 80\alpha^{2/21} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2/3} \dot{M}_{17}^{\,16/21} \mathscr{f}^{\,16/21} \qquad (6.131)$$

此处 $r_s = \dfrac{GM}{c^2}$，$\dot{M}_{17}$ 以10^{17}克／秒为单位，$\mathscr{f} = 1 - \left(\dfrac{6}{r}\right)^{\frac{1}{2}}$. 由辐射流公式(6.112)显然可见，辐射的峰值发生在盘的小 r 处，$r \sim 10r_s$. 因此，对质量为恒星量级的黑洞，大部分辐射（X 射线辐射）都发生在盘的内区.

对于围绕黑洞的吸积盘内区有以下解的结果：

$F = (5 \times 10^{26}$ 尔格·厘米$^{-2}$·秒$^{-1})(M^{-2}\dot{M}_{17})r^{-3}\mathscr{f}$.

$$\Sigma = (7\text{克}\cdot\text{厘米}^{-2})(\alpha^{-1} M \dot{M}_{17}^{-1}) r^{3/2} f^{-1},$$
$$h = (1\times 10^{5}\text{厘米})(\dot{M}_{17}) f,$$
$$\rho = (3\times 10^{-5}\text{克}\cdot\text{厘米}^{-3})(\alpha^{-1} M \dot{M}_{17}^{-2}) r^{3/2} f^{-2},$$
$$T = (5\times 10^{7}\kappa)(\alpha M)^{-\frac{1}{4}} r^{-3/8},$$
$$\tau_{es} = 3(\alpha^{-1} M \dot{M}_{17}^{-1}) r^{3/2} f^{-1}.$$

此处 M 以 $M_\odot$ 为单位，r 以 r_s 为单位.

以上讨论的吸积盘是着重于概念性的讨论，是最简单的解，它不是单一的解，还要考虑不稳定性问题：对流不稳定性，粘滞不稳定性和热不稳定性. 对于吸积到中子星和白矮星，或者对于活动星系核的吸积都要针对具体观测事实和具体物理条件加以具体讨论.

总之，吸积盘理论是天体物理的重要前沿领域之一，发展很快，对它的研究越来越深入，用途愈来愈广.

第七章　星 际 物 质

亚里士多德的"自然怕真空"的武断格言正代之以科学的基础：自然界没有绝对真空.

——依德里斯:《宇宙物质》

现代天体物理学是彻底的承认演化的科学. 不了解浓密的大质量气尘复合体的起源就不可能充分理解恒星究竟是如何从弥漫星际介质形成的.

——什克洛夫斯基:《恒星的诞生、发展和死亡》1978

恒星间存在大量的气体和尘埃，银河系中星际物质的质量大约有 $10^9 M_\odot$. 因此星际物质是不可忽略的组成部分，它占银河系可见恒星的质量的百分之几，星际物质不易观测，它分布在广阔的恒星之间；比地面的高度"真空"还要稀薄. 正因如此，天文学家是慢慢地发现和认识银河系恒星间的气体和尘埃的.

在银河系内星际空间中，进行着许多不同类型的物理过程. 恒星内部产生的能量被星际介质吸收和再发射，这可用来弄清星际介质内的各种物理条件. 富含重元素的物质从星体抛出，同周围的气体混合，凝聚形成新一代星，决定了银河系历时几十亿年化学组成的演化. 我们对星际介质的认识主要是通过观测银河系的盘面，但通过对其他邻近旋涡星系的观测已证实它们也包含类似于银河系的星际介质. 除了恒星外，介质的主要组成是：气体(60% 是氢，30% 是氦，其他重元素近似于太阳的丰度)，其密度为 $0.025 M_\odot/\mathrm{pc}^3$；尘埃或微粒，密度约为 $0.002\ M_\odot/\mathrm{pc}^3$ 宇宙线，$0.5\mathrm{eV/cm}^3$；磁场($H \sim 10^{-6}$高斯)，$0.2\mathrm{eV/cm}^3$；以及星光$0.5\mathrm{eV/cm}^3$.

最近10 多年来，由于空间天文学的辉煌成就，在用光学方法

研究星际介质上发生了一场真正的革命. 利用天文卫星哥白尼号对离我们比较近的星际气体云化学组成作了非常全面的分析. 对星际介质的认识提高到了一个较高的水平: 虽然在一级近似下可认为星际介质化学组成与太阳大气的化学组成差不多, 但现已查明, 各星际云之间, 化学组成都有着真实的差别.

人类认识到星际介质的重要性和提出挑战性的问题, 这是对现代天体物理的重大贡献. 对星际介质的研究越来越受到重视.

§7.1 星际尘埃和星际气体的发现

200 多年前赫歇尔曾描述过"天空中某些空洞", 这些洞缺少恒星, 最合理的解释是在此方向沿视线方向存在吸光物质, 它们掩盖了背景的星光, 后来发现星际存在固态小颗粒, 现在称为星际尘埃(Interstellar dust).

可作如下推论, 令 D 是疏散星团的真实线直径, r 是它们的距离, 因 D 不依赖于距离 r, 故角直径随距离 r 的增加而减小, 显然角直径的平方为

$$\theta^2=\left(\frac{D}{r}\right)^2$$

它随到我们的距离 r 的平方的倒数 ($\frac{1}{r^2}$) 而变化. 疏散星团的主序星的视亮度 $f=L/4\pi r^2$ 也随 $\frac{1}{r^2}$ 变化. 平均而言, 典型星团的光度 L 不依赖于相对于地球的位置. 因此, 将星团的视亮度相对于角直径平方 θ^2 作图, 从理论上说可预期得一直线. 参看图 7.1a, 实际结果如图 7.1b 所示.

我们可以解释这一观测结果. 首先, 疏散星团的光度 L 和直径 D 对平均值来说有一定差异, 即 L 有 $\pm\Delta L$, D 有 $\pm\Delta D$ 的差

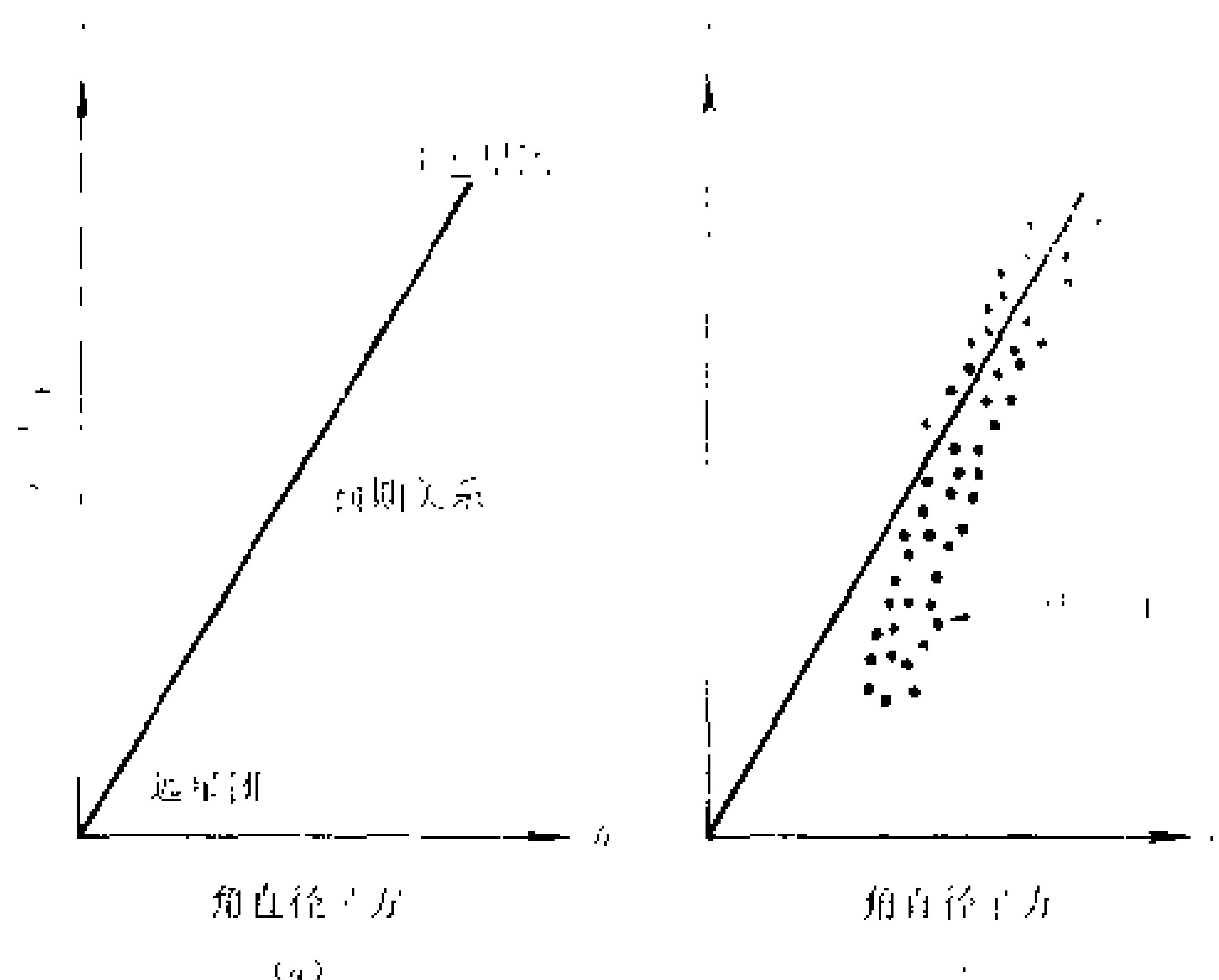


图 7.1 疏散星团的视亮度与角直径平方的关系
(a) 无消光的理论值，(b)实际观测结果

别．其次，观测点对理论值直线有一系统的偏离．这可解释为远星团随距离增加而增加了沿视线方向的遮掩影响．现在我们知道这种消光物质是微小的固体颗粒，其化学成分是硅酸盐或者石墨．对星光的掩遮是由真正的吸收或散射所引起的，即通常的消光．大部尘埃都小于可见光的波长，除了一般的消光外还产生星光红化．星光红化的产生是由于蓝光散射离开视线方向要多于红光，这类似于日出和日落时地球大气散射太阳光的情况．

星际消光和星际红化两者都由星际尘埃所致，当然这需要从观测上加以验证．如果这一结论正确，那末消光和红化应是相关的；消光大的星应红化更强．特朗普勒(Trumpler)发现这种相关性，后来研究表明银河系内总消光与选择消光(消光在短波的影响大于长波的影响)之比一般为常量．

从历史上说，发现星际气体的存在要先于星际尘埃的存在．

1904 年哈特曼(Hartmann)观测分光双星的光谱时，发现一组一次电离钙的吸收线，它们并未呈现出分光双星的光谱的多普勒位移．换言之，当双星系统中的恒星沿轨道运动时，由恒星光球发出的吸收线的波长左右移动；但有的吸收线则是"稳定的"，或者是有某一系统的位移，这一位移的时标不依赖于双星的轨道运动．因此可作出结论：这些稳定的吸收线是由星际气体云所产生的．哈特曼这一推断并未被马上采纳，因为星际气体云和拱星气壳同样可产生"稳定的"吸收线．

后来，亚当斯(Adams)等天文学家观测到许多星呈现出多重星际吸收线，亦即同一条线(CaII 的线)可以有不同的多普勒位移速度，星际吸收线比起所观测的星的光球发出的吸收线锐得多，这说明产生星际吸收线的气体必须是相对的冷且弥漫，而且必然产自某些分离的成团的气体"云"．这表明星际空间并非真正的真空，而是由运动的气体云所充满．

银河系内星际空间内吸光物质的存在还可用下列简单事实论证：每一平方度内，亮于某一星等 m 的河外星系的数目在银极方向达到最大值．随着向银道的接近，数目 N_m 逐渐减小，而在银河带的方向，照例完全看不到河外星系，只是在某些"银河窗口"的区域，才能看到数目不多的河外星系．这样一来，银河带是河外星系的"逃遁地带"．

因为河外星系是不依赖于银河系的系统，当向银道面接近时，上述河外星系数目的减少应认为是存在于银河对称面附近的吸光物质层所引起的视现象．我们设吸光物质集中于银道面附近，吸光物质的密度是到银道面的距离 z 的函数，这样就不难理解观测到的河外星系数目 N_m 随银纬的变化，以 τ 代表银河内吸收层的光学厚度，这是对处于银极的那些河外星系的辐射来说的；对处于银纬 b 的河外星系的光已通过光学厚度 $\tau\csc b$，因而减弱到 $e^{-\tau\csc b}$ 倍．如果我们在各个不同银纬 b 处观测到的某一视星等 m 的河外星系数目为 N_m，则各个改正过的极限星等相当于在各个银纬上

我们的计算值:

$$m_0 = m + 2.5\log e^{-\tau \csc b}$$

或者

$$m_0 = m - 2.5M \cdot \tau \csc b = m - 1.09\tau \csc b \qquad (7.1)$$

其中 M 为自然数的模 0.4343 .

另一方面，在同一方向计算到各个视星等的河外星系，可证明按下列规律随 m 增加:

$$N_m = N_1 \cdot 10^{0.6m} \qquad (7.2)$$

此处 N_1 为所给天区的常数，该关系式到 20^m 都是正确的. 若河外星系在空间分布几乎是均匀的，则对星等作吸收的改正时，应有以下分布:

$$N_m = N_0 \cdot 10^{0.6m} \qquad (7.3)$$

N_0 是个常数，对整个天空都一样，将(7.1)式 m_0 代入(7.3)式，可得

$$N_m = N_0 10^{-0.65\tau\csc b} \cdot 10^{0.6m} \qquad (7.4)$$

将(7.4)和(7.2)式加以比较，可看出

$$N_1 = N_0 \cdot 10^{-0.65\tau\csc b} \qquad (7.5)$$

这样一来，若我们以 $\log N_1$ 对 $\csc b$ 画图，则得两者的直线关系，其直线的斜率为 0.65τ，所以用这方法处理过的河外星系的计算，使测定那些在银极方向观测到的河外星系辐射所通过的光学厚度成为可能. 显然，该厚度等于整个光学厚度的一半，以 1.09 乘以 τ 得出以星等表示的半厚度.

哈勃所作的测定给出 $t = 0^m.25$，而巴连拿哥则得出 $t = 0^m.34$，当 $b = 10°$ 时，吸收则高达 2^m，这表示在此银纬每平方度内所给星等的河外星系数只有银极处的 $\frac{1}{16}$.

当银纬 $|b| < 5°$ 时，光学厚度成为如此之大，以致我们观测不到这样低银纬处的河外星系.

§ 7.2 分子云和恒星形成

从前几章已看到，恒星是天文学中最基本的天体，因此恒星的形成便成为天体物理学的基本问题之一．星系中恒星形成是一个复杂的过程，它涉及的质量和线尺度粗略地说约为 12 个量级（即，10^{11} — $10^{-1}M_{\odot}$；10^{23} — 10^{11} 厘米），且伴随着许多物理现象．研究表明，分子云的高密度致密区正在形成着新的恒星．

质量为 $20M_{\odot}$ 的大质量星的寿命约为 10^7 年，与银河系的年龄相比，这个时间简直可忽略不计，因为银河系至少有 100 亿年的历史了．因此，银河系中的恒星（至少大质量的高光度恒星）绝不可能是从银河系一开始形成就有了．所以恒星形成过程肯定一直在不断地进行着．

在银河系中观测到大小、密度和质量都很大的冷星际物质团，有时称为气体 – 尘埃复合体（简称气尘复合体）．已观测到不少这样的复合体，离我们最近，研究得比较好的气尘复合体之一位于猎户座（见图 7.2）．它含有著名的猎户座大星云、一些浓密的吸光气尘云以及其他几个值得注意的天体．对我们来讲，最本质的是，在这些气尘复合体中发生着非常重要的过程—— 恒星由弥漫星际介质凝聚而成的过程．

近 10 多年，在星际介质研究中突出的成就是发现星际分子．大多数分子，尤其是多原子分子则是出现在银心方向上的大气尘复合体即所谓人马座 B 中，也有一小部分出现在猎户座大星云里．研究分子射电谱线有着重要意义，它使我们能够很圆满地对星际云的物理条件作定量分析．研究表明，银河系中星际气体的相当大部分的存在形式可能是比较密的分子云．

1. 分子云的特征

观测表明，分子云是恒星形成活动的主要场所．巨分子云包含的



图 7.2 猎户座大星云

质量约为 10^5 至 $6\times10^6 M_\odot$，其大小约为几十秒差距. 用高分辨率观测 CO 发射表明，巨分子云实际上是复杂体，它由许多云块组成，这些小云块的质量为 $M_{云}\sim 10^3—10^4 M_\odot$，尺度 $R\sim2—5$ 秒差距，密度 $n_H\sim 10^{2-5}$ 厘米$^{-3}$，温度 $T\sim 10$ K.

分子云的寿命这一问题一直是个难题，且有很大分歧. 近来对观测资料分析表明，分子云物质的主要部分包含在矮分子云内，它们并不局限于旋臂，也许它们经历了银河系旋转多次，因此，其寿命为 10^8 年或者更长. 与此相反，包含有 O、B 星的巨分子云的热核心很可能当其跨过旋臂时被聚集或离解，时标约为 10^7 年.

2. 太阳周围的分子云

太阳附近恒星的紫外线吸收谱的观测表明，在弥漫的星际云中存在着 H_2 分子. 观测表明，沿各视线的中性 HI 和分子氢 H_2

的柱密度 $N_H = N_{HI} + 2N_{H_2}$ 同目视消光有一定关系．詹金斯(Jenkins)等对95颗星沿视线方向的 N_H 和色余 E(B－V)存在以下关系式

$$N_{H/E(B-V)} = 7.5 \times 10^{21} \text{原子} \cdot \text{厘米}^{-2}\text{星等}^{-1} \quad (7.6)$$

利用吸收 A_V 和色余 E(B－V)的关系，上式相应的化为

$$\frac{N_H}{A_V} = 2.3 \times 10^{21} \text{原子} \cdot \text{厘米}^{-2}\text{星等}^{-1} \quad (7.7)$$

太阳周围1千秒差距内气体物质的含量如表7.1所示．

表 7.1 太阳周围1千秒差距内气体的含量

电离气体	$0.003\ M_\odot/pc^3$
中性原子气体	$0.031\ M_\odot/pc^3$
分子气体	$0.007\ M_\odot/pc^3$

3．暗分子云

在太阳周围几百秒差距的半径内，有许多消光很大的云(A_V＞2)．在此情况下我们可以推论，存在分子云主要是 H_2 和 CO，后者可观测到射电波段的谱线．CO 是银河系内被广泛地观测到的分子，因为它的谱中有很强的谱线，波长为1.3毫米和2.6毫米，这是由该分子的旋转能级的 $J=2 \rightarrow 1$ 和 $J=1 \rightarrow 0$ 跃迁而产生的．另外，除了通常的同位素 $^{12}C^{16}O$ 外，还有稀有形式的分子：$^{13}C^{16}O$(^{13}CO)和 $^{12}C^{18}O$($C^{18}O$)，它们的丰度占1/40和1/500．这些分子都以稍微不同的波长发出辐射，仔细地比较这些谱线的轮廓可得到所观测分子云的结构的很有价值的信息．

我们会发现，CO 的毫米波辐射可象中性氢的21厘米谱线一样作为分子气体在银盘内的示踪物．但它与21厘米氢线的观测很不同，这两者产生的物理性质不同．重要区别在于产生21

厘米氢的超精细跃迁是禁戒跃迁；CO毫米波谱线是分子旋转能跃迁的变化，分别产生1.3毫米和2.6毫米．这种差别意味着对CO和中性氢而言，要产生同样的给定的光学厚度，CO的柱密度比之中性氢要小得多．事实上，CO的谱线的强度有效地补偿了CO的丰度相对于中性氢而言是低的这一缺陷．

图7.3 是暗分子云NGC 2024的三种CO的谱线轮廓，波长为1.3毫米．^{12}CO，^{13}CO和$C^{18}O$三者的谱线峰值之比为$1:\frac{1}{2}:\frac{1}{5}$．观测表明，$^{13}CO$光学厚度为1的表面比$^{12}CO$既有小的半径且有较低的温度．迪克门(Dickman)通过对38个暗云观测，利用下式将星际消光A_V转换为氢的柱密度N_H

$$\frac{N_H}{A_V}=2.3\times10^{21}\text{原子}\cdot\text{厘米}^{-2}\text{星等}^{-1}$$

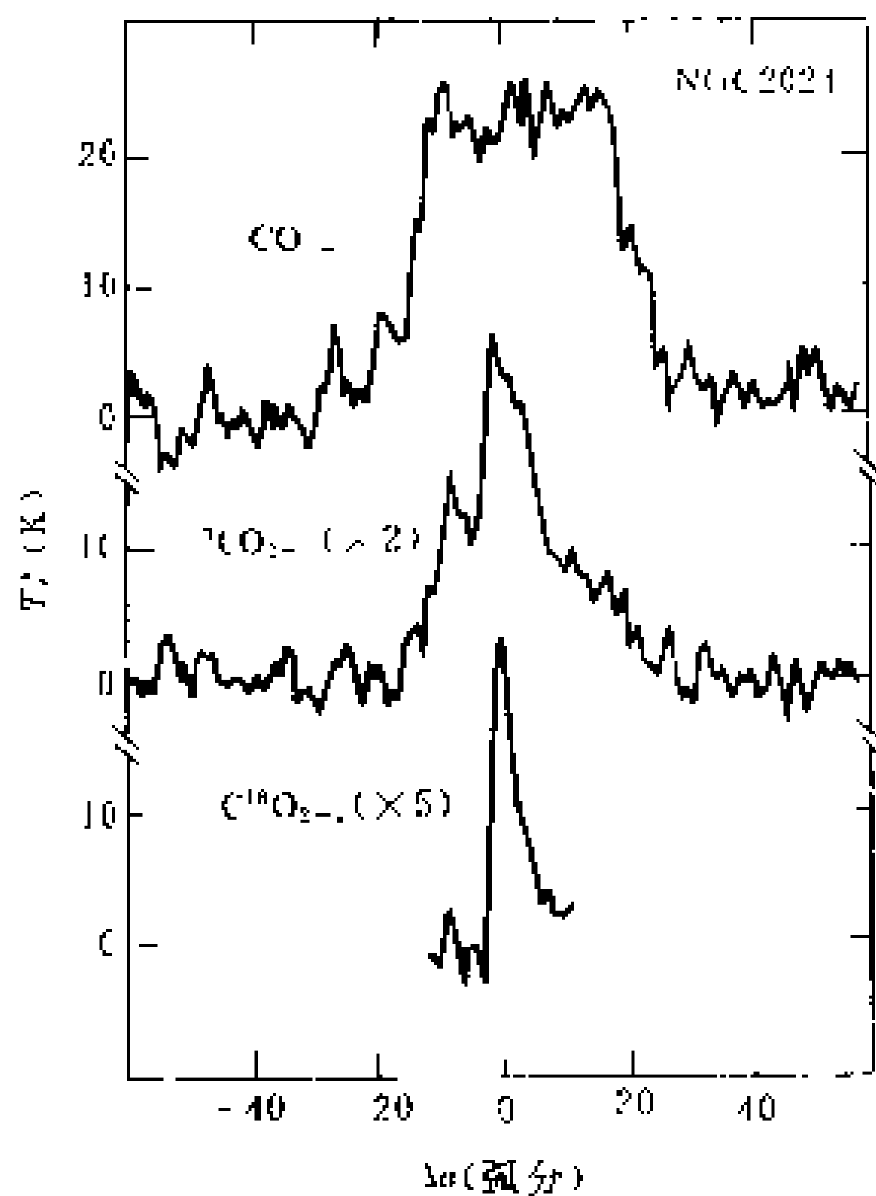


图7.3 暗分子云NGC 2024中三种CO的谱线，波长为1.3毫米

得到

$$N(H_2)=(5.0\pm2.5)\times10^5 N(^{13}CO) \tag{7.8}$$

地球上同位素 $^{13}C/^{12}C=1/89$，但在星际介质中 $^{13}C/^{12}C=1/40$，若用这后一个比值，可求得

$$N(H_2)=(1.25\pm0.6)\times10^4 N(^{12}CO) \tag{7.9}$$

与这些柱密度所对应的物理密度是很高的，即 $\gtrsim5\times10^4$ 厘米$^{-3}$，对应的自由下落时标很短 $\leqslant10^6$ 年．目前我们对在这么长的时间内分子云究竟有些什么过程还不清楚．但从分子云聚合成恒星的速率如此慢，可推算出分子云中大部分物质维持在星际介质中的时间远长于自由下落的时间．

4. 分子云和年青恒星在银河系内的分布

以银心为中心，半径为 R 的圆周内恒星形成的先决条件是存在气体．由图 7.4 和 7.5 看到中性氢和 CO 的分布是完全不同的．显然可见，分子云的分布不象中性氢的分布那样平坦，更多的分子物质集中于 $R\sim5.5$ 千秒差距(太阳到银心距离 $R_0\approx10$ 千秒差距)，宽度 $\Delta R\sim3$ 千秒差距之内．分子云物质大都位于太阳所在圆环之内，且集中于银道面．分子云和中性氢两者在 $R<4$ 千秒差距时迅速下降，分子云的平均半厚度约为 60 秒差距，而 HI 是 130 秒差距．探讨一下银河系内这些物质的分布与银面内年青恒星的分布有何联系是十分有益的，用以下几种方法可勾画出年青恒星的分布．

(1)观测射电频率诸如 H166α 的复合线，可勾画出由年青的蓝星所激发出的 HII 区；

(2)利用超新星遗迹的射电连续辐射可绘出超新星遗迹的位置；

(3)或者画出 γ 射线沿银经的分布，能谱为 35 — 100MeV

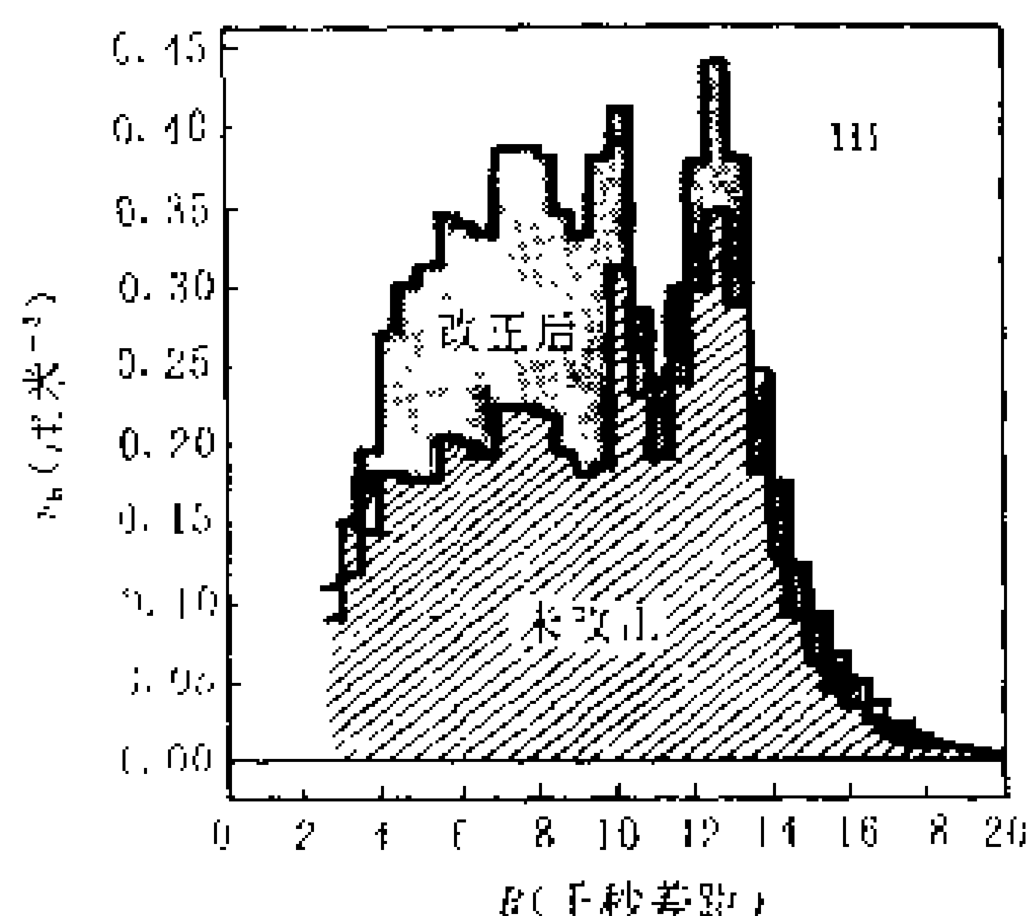


图 7.4 银河系中HI径向分布轮廓

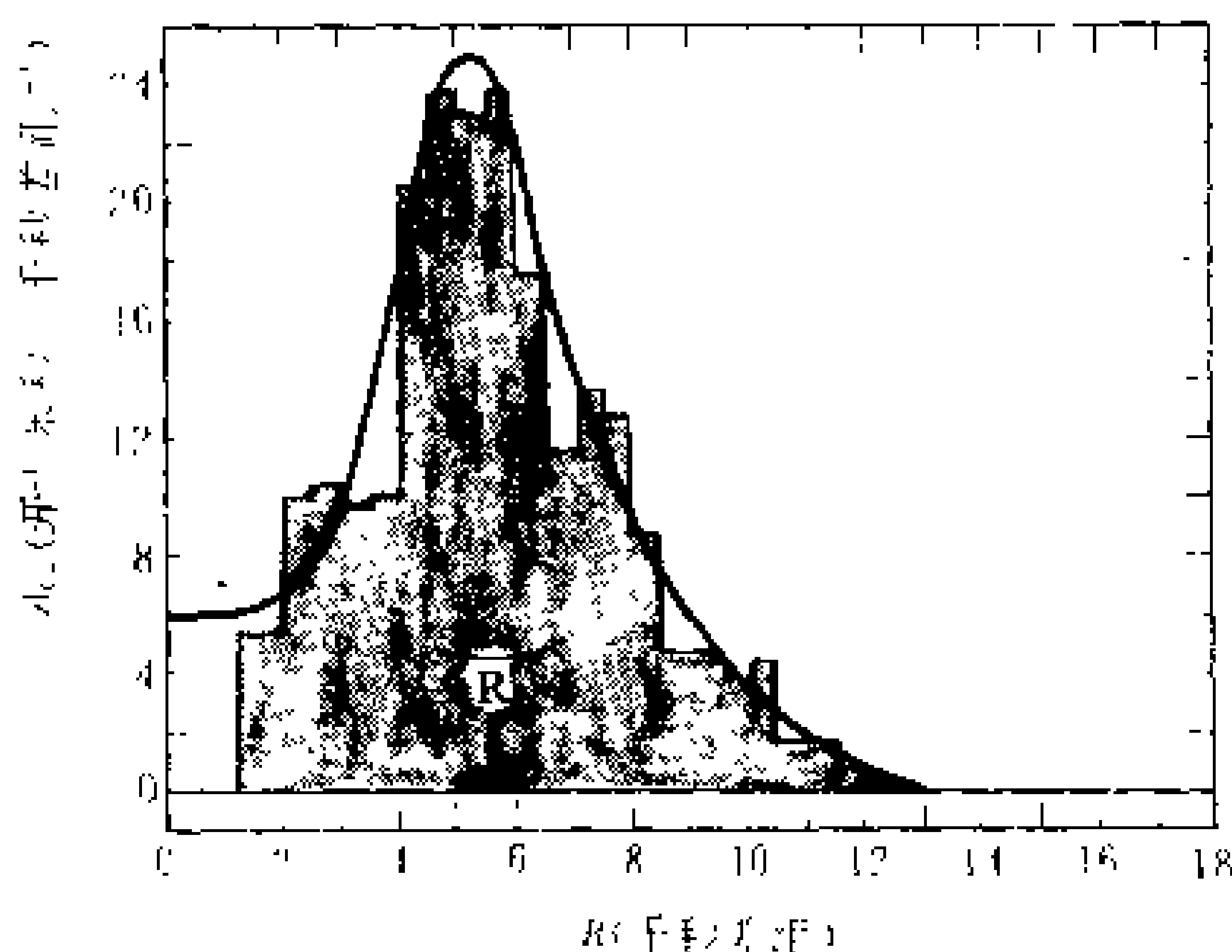


图 7.5 银河系中CO的径向分布

的γ射线是如何产生的还不肯定，但它们集中于银道面，且集中于银心方向，这便提出它们有可能是由银面上高能天体超新星产生的. 图 7.6 表示这三种辐射源的径向分布. 这一图示雄辩地显示出，银河系内分子云是恒星的发源地. 如在猎户座星云中，分子云和年青恒星紧密地联系在一起. 在其他星云，诸如 M8，极端不透明的球状体已在明亮的发射星云的背景上被观测到，这些球状体很可能是分子云的致密的核心.

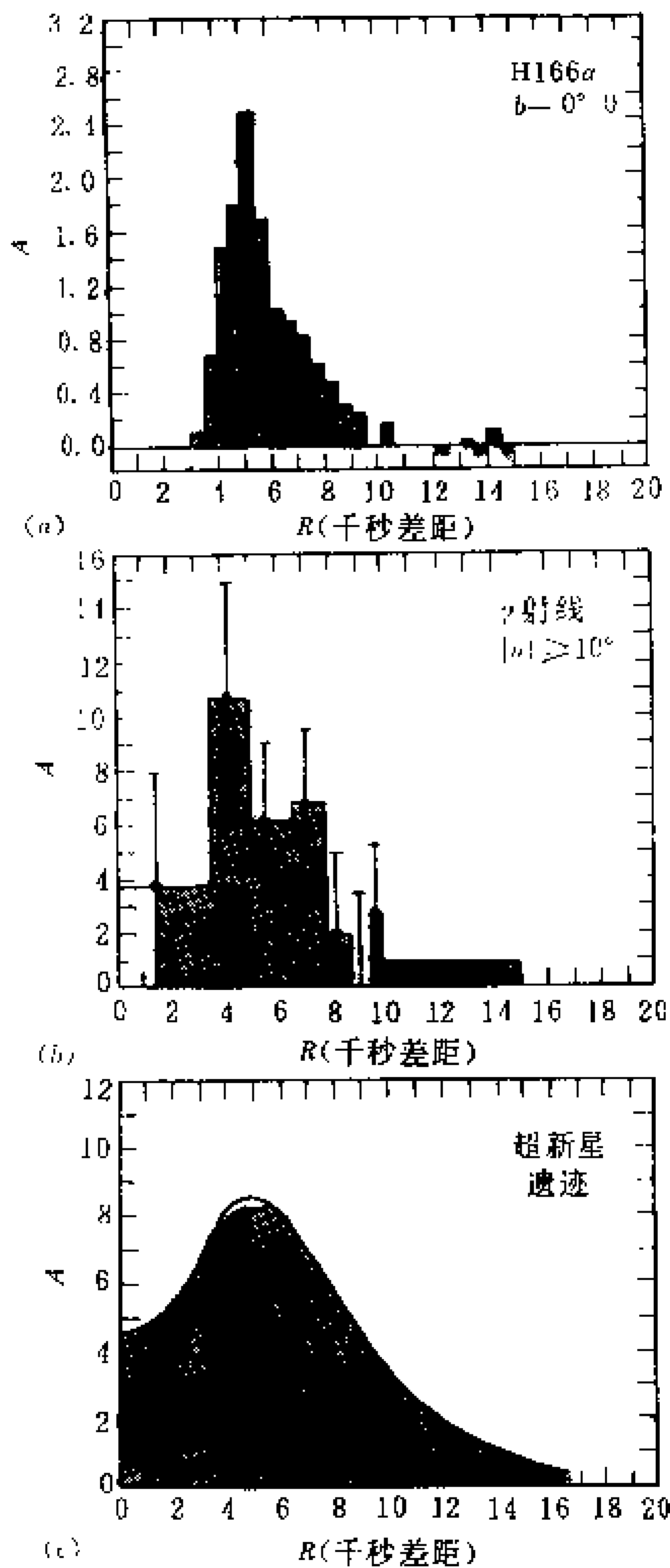


图 7.6 年青星体示踪物的分布图，(*a*)HII区，(*b*)35 — 100MeV γ 射线
(*c*) 超新星遗迹

§ 7.3 气体星云在各波段的表现形式

1. 光学观测

我们已知星际介质中星际气体和星际尘埃密切地混合在一起，两者一般以云和云的复杂体的形式存在. 银河系中尘埃的质量与气体质量的比例约为百分之一，由于星际气体仅占银河系中恒星质量的百分之几，因此，星际尘埃的质量在银河系的总质量上占有极次要的位置. 但尘埃对我们如何观测银河系全貌却有很大的影响，因为它们遮蔽了星光.

我们可估算一下银河系中尘埃的比例. 设尘埃的半径为 R，截面为 πR^2，光子连续两次与尘埃相碰的自由程是 l，若尘埃数密度为n，那末

$$l = 1/\pi n R^2$$

观测表明，银河系中太阳所在处的 l 平均为3000光年，若取 $R = 10^{-5}$ 厘米，可以算出每厘米^{3}中的尘埃数 n. 气体和尘埃的表象一部分取决于观测它们所用的波段，部分依赖于这些云与周围的星接近到何种程度. 我们先探讨气体星云的各种光学表现形式. 气体云一般称为气体星云(gaseous nebulae). 它们可划分为:

(1) 暗星云: 由背景星或某些其他背景(这些背景是相对地亮，如 HII 区)的遮掩可观测到.

(2)反射星云: 由镶嵌在云里的星的散射光可加以观测，光谱是镶嵌星的(反射光)吸收线光谱.

(3) HII 区: 围绕着新形成的热而亮的星(O, B 型星)的亮的电离区. 光谱中发射线占主要地位，也发射连续谱.

(4)行星状星云: 类似于 HII 区，但中心天体是演化到晚期的热星，行星状星云比 HII 区更密.

(5)超新星遗迹: 光学辐射通常最强的部分来自纤条结构,

它的光谱主要是发射线. 在年青的超新星遗迹诸如蟹状星云中, 无定形区由同步回旋过程发射连续谱. 其射电辐射是非热辐射, 但 X 射线发射和光学谱线发射可以由热过程(即激波加热气体)产生.

下面简述几种星云.

(1) 中性氢(HI)区

由光学观测, 证明在 HI 区内有 Na, K, CaII, TiII, Fe, CH, CH^+, CN 等原子和分子存在, HI 区星际云的密度约为 10 氢原子/厘米^3, 半径为 10 秒差距, 质量约为 $10^3 M_\odot$, 并以 10 千米/秒的速度作不规则运动.

用光学方法. 不能直接观测氢原子. 自 1951 年观测到 HI 发射 21 厘米的射电发射以来(见下节), 对星际气体的研究获得了迅速地发展.

(2) 热辐射星云: HII 区.

星际气体云当很接近于非常热的 O 型星和 B 型星时, 这些热星发出很强的 UV 辐射(紫外辐射), 比赖曼系限能量高的光子可电离氢原子. 由电离氢组成的星云称为 HII 区. 罗马数字 II 用来区分一次电离氢 HII 和中性氢 HI. 斯特隆根(stromgren)证明了 HII 区和 HI 之间有很明显的分界线, 如果 O, B 星周围的气体云足够大, 以致来自中心的 O, B 星的紫外光子都用于 HII 区(参见图 7.7). 在 HII 区内, 氢等离子体不断地力图复合为中性氢原子, 但该等离子体由于来自中心热星的紫外辐射使其保持完全电离, 紫外光子冲破新形成的氢原子, 而这些离子和电子又力图复合, 中心星发出的紫外光子使得 HII 区的电离和复合达到平衡的这部分, 称为斯特隆根球(Strömgren sphere).

1939 年斯特隆根对非常年青的星同星际介质之间的相互作用进行了研究, 他为使问题简化作了两个假设: (1)恒星变亮的过程很快; (2)周围介质处处是均匀的.

如果中心星发出若干个能使周围气体电离的光子为 dN_i、那

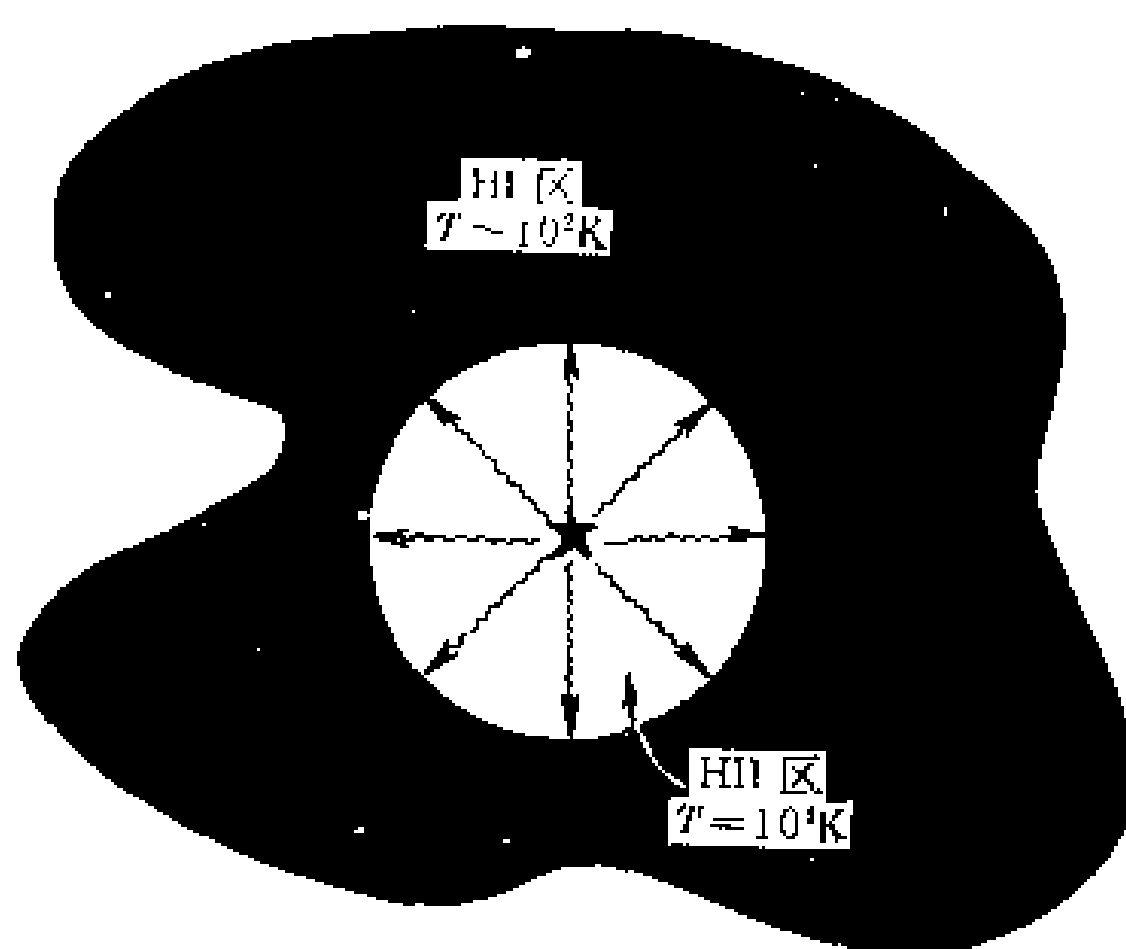


图 7.7 镶在HI 区内的热星电离氢形成球形 HII 区

末要维持平衡，在相同的时间间隔内原子所失去的电子数同样为 dN_i，高能光子引起电离，截面大小约为 $\sigma\sim 10^{-17}$ 厘米^2，年青星周围气体的密度 $n_H\sim 10^3$ 厘米$^{-3}$. 在此条件下，一个光子在中性介质内使一个原子发生电离前所通过的距离大约只有 l, $l=(n_H\sigma)^{-1}\sim 10^{14}$ 厘米，它与 HII 区的半径 $R\sim 10^{16}$ — 10^{20} 厘米相比是个小量. 高能光子在中性介质中自由程小，但在电离氢区所走的路程则很长，所以高能光子可达到中性气体存在的边界处，这个区域的厚度也就是电离平均自由程 $\delta=(n_H\sigma)^{-1}$. 如果气体是均匀的，分界面则为球形. 该球即斯特隆根球.

为了估算 HII 区的该球的大小，设热星周围由纯氢所包围，dN_i 是单位时间发自中心星的紫外光子数，设光子仅电离一个氢原子，dR 为单位时间内单位体积中质子和电子复合为氢原子的个数. 在定态情况下，半径为 r 的斯特隆根球内复合的总数应与电离的总数相平衡:

$$dR\left(\frac{4\pi r^3}{3}\right)=dN_i \tag{7.10}$$

若给出dR和dN_i，则可求出r. 为得到dR，设复合仅是二体问题. 因此dR必须正比于质子和电子数密度的乘积$n_p n_e$，比例因子以α表示. 于是

$$dR = \alpha n_p n_e = \alpha n_e^2$$

此处我们由电中性而令$n_p = n_e$. 现在来证明r由下式给出：

$$r = \left(\frac{3dN_i}{4\pi\alpha n_e^2} \right)^{1/3} \qquad (7.11)$$

复合系数α是氢等离子体的温度的函数，对银河系HII区，$\alpha \simeq 3\times10^{-13}$厘米^3·秒$^{-1}$，设$n_e = 10$厘米$^{-3}$；用$dN_i = 3\times10^{49}$/秒(O5V星)，和$dN_i = 4\times10^{46}$/秒(B0V星)，则$r = 8$秒差距. 若$n_e = 10^3$厘米$^{-3}$，则$r = 0.4$秒差距.

(3)非热发射星云：超新星遗迹

1844年罗斯(Rosse)发现了银河系中最魅人的星云，它位于金牛座，其形状象螃蟹，从而得名为著名的蟹状星云(见图7.8)，现在已知道它是超新星(SN 1054)遗迹.

蟹状星云的光有两个不同的源泉：有一部分是非定形结构，产生同步加速辐射，另一部分为纤条结构. 纤条发射线类似于HII区的发射线；但其激发机制和HII区却很不同. 纤条从中心的弱蓝天体向外膨胀，膨胀的速率与假定在900年前有一中心天体爆发(超新星)是一致的. 这一结论导致了研究在公元十一世纪在此天区是否有“客星”出现. 西方国家无此记录，只有中国有此“客星”记载(参见§5.9(1))

超新星遗迹与历史超新星相对应的有以下几颗，现简述其特点：

SN 1006：射电、X射线和光学都已观测到，光学观测中有氢发射线，X射线几乎是纯连续谱. 未发现中心冷却的天体——中子星，由Fe的运动速度可推得该超新星遗迹的大小，$L = v \cdot t = 5\times10^8$厘米/秒$\times 980$年$\times(3\times10^7$秒/年$) = 1.5\times10^{19}$厘米.

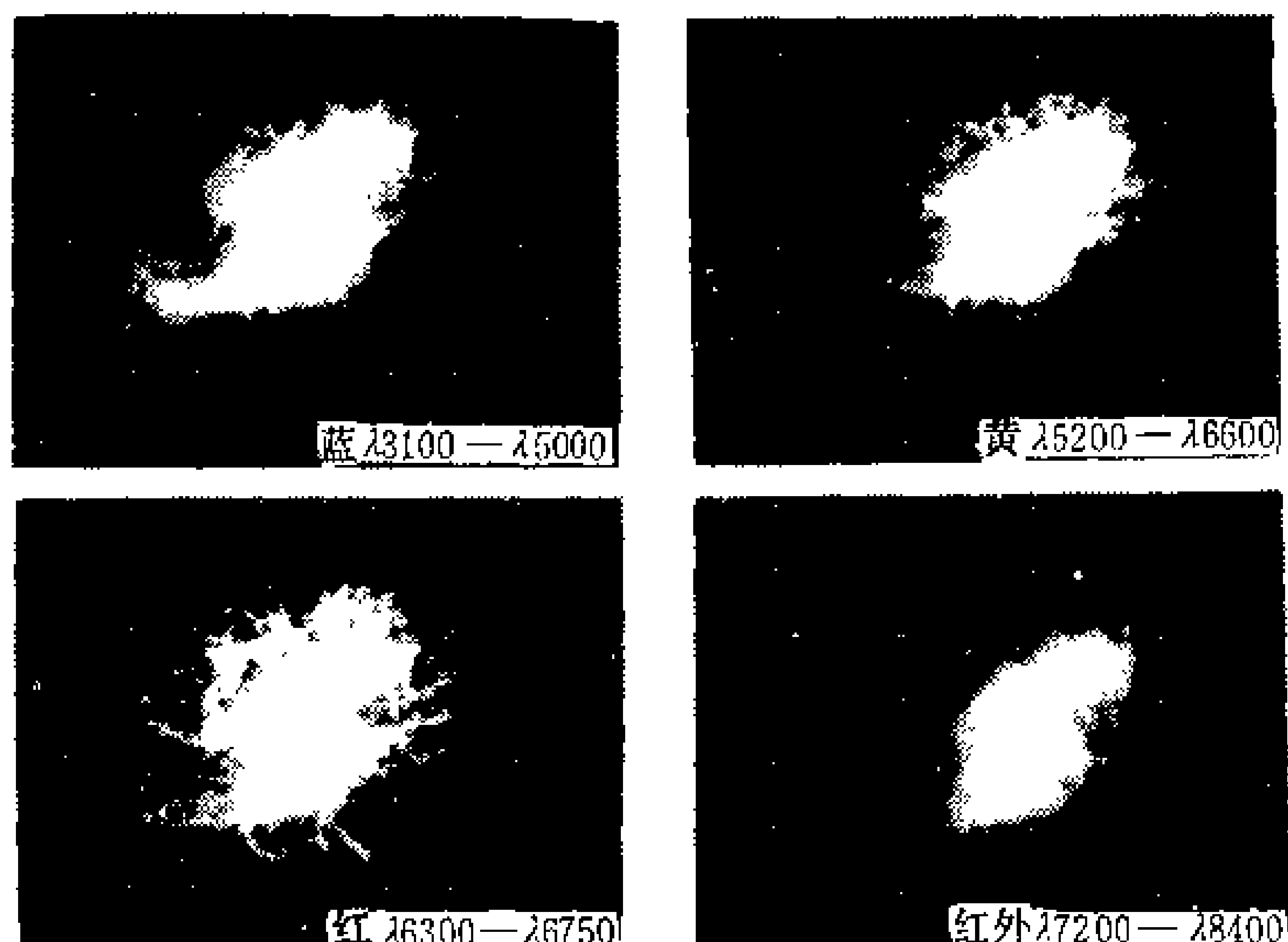


图 7.8　蟹状星云在四个光学波段的照片

SN 1054 (Crab Nebula): 这一超新星遗迹是中心充满型，它是由中心天体—— 脉冲星不断提供能量而加速，其组成是富氦，很可能在它爆发前已抛掉了外壳，前身星的质量可能为 8 $M_\odot$.

SN 1181 (3C58): 类蟹状星云(Like-Crab). 物质运动速度为～ 100 千米/秒.

SN 1572 (第谷，Tycho): I 型超新星，这是壳形结构的超新星遗迹，在射电、光学和 X 射线各波段都观测到，其化学组成 Fe 与 C, N, O 与太阳类似，爆发时抛射质量～ 1$M_\odot$.

SN 1604 (开普勒，Kepler): SN I, 壳形结构，射电，光学，X 射线都观测到.

Cas A (仙后座 A): 著名的强射电源，若按观测到的快速运动节点，倒推它爆发的时间约在 1667 — 1670 年. 当时虽已有

光学望远镜，但未有爆发的记录，该超新星遗迹目前研究得很多，起因仍不肯定.

银河系已观测到160颗左右超新星遗迹[7,11]，其他星系亦发现几十颗超新星遗迹，该课题是很活跃的领域，未解决的问题仍存在很多.

2. 射电观测

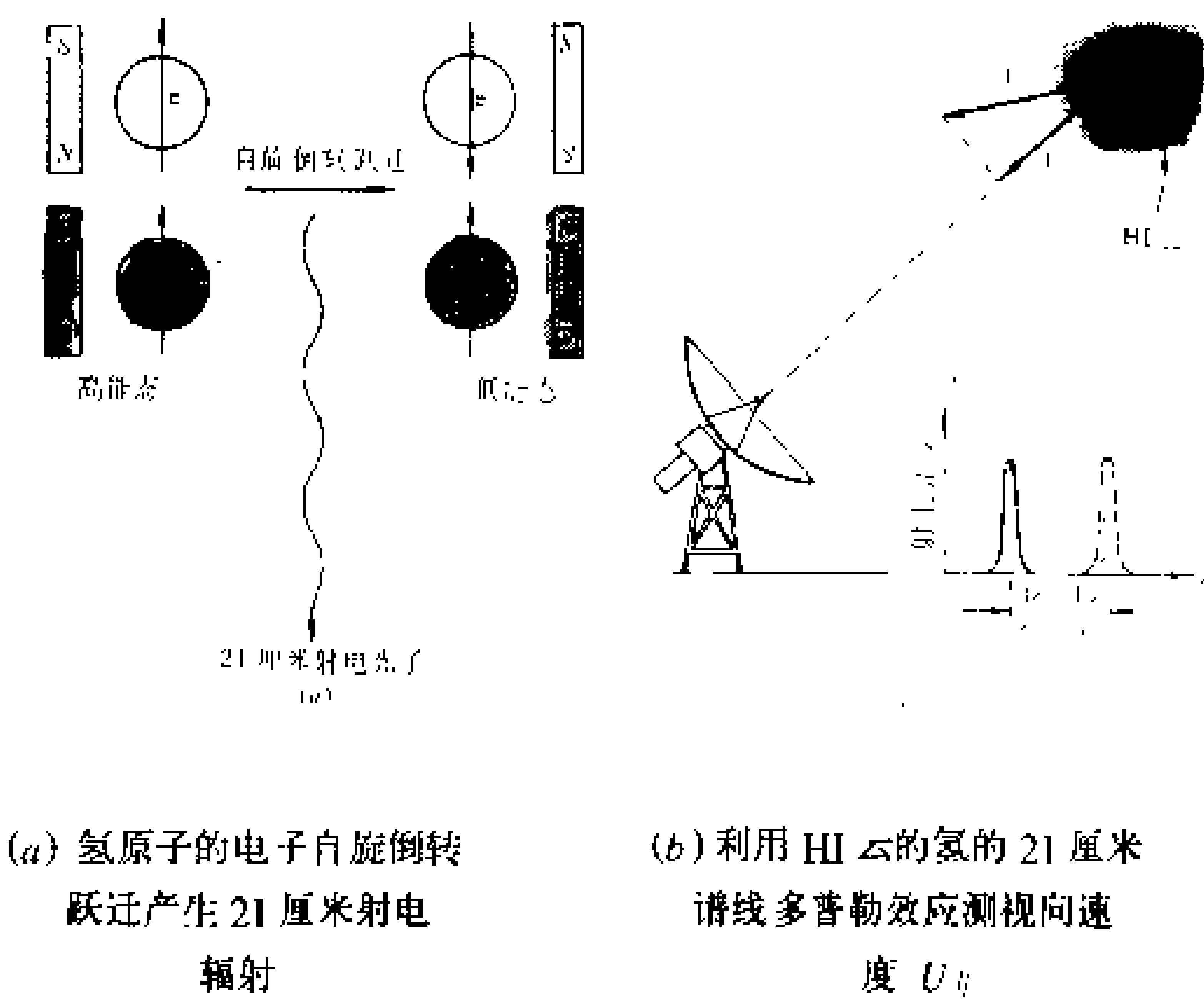
射电观测包括连续谱和谱线两类. 先讨论HI区的21厘米谱线的辐射. 我们前面谈到HI区主要观测其21厘米谱线. 大量的星际物质是相当冷($T\sim$ 10至100K)，此时氢以原子或分子形式存在. 这些星云用光学观测仅限于太阳周围，且不能直接测定中性氢，因为氢处在很冷的条件下很难观测其光学波段的发射.

这种僵局在1945年被打开，范德胡斯特(Van de Hulst)提出，可以观测HI的21厘米射电辐射. 果然在1951年观测到这条21厘米谱线. HI的21厘米谱线的发现是星际介质研究中最重大的成就. 这条线的产生机制如图7.9a所示. 氢原子的基态实际上可分为两个能级(由量子力学知道此超精细结构). 此两能级间产生的跃迁发射21厘米谱线，此跃迁称为自旋倒转跃迁(Spin flip transition). 氢原子的这一跃迁在地面上观测不到，因为它是高度禁戒的. 但在星际空间，发生在漫长路程上(典型值为几百光年)的稀有跃迁的总和可使天文学家观测到星际气体云的这条谱线. 由21厘米可观测到的气体云称为HI区(图7.9b).

用21厘米线普查的重要结果是得到如下的结论：较密的中性星际氢云，尤其是"气尘复合体"沿银河系旋涡结构的旋臂聚集. 光学上观测的HII区可能有类似分布.

21厘米波长的射电观测已被用于详细研究银河系的自转，在此基础上还建立了它的动力学模型. 射电天文观测的极宝贵优点在于它不受宇宙尘埃吸收的影响，因此有可能观测银河系中最遥远地方的星际气体云.

现在简述银河系微波激射源的射电观测．通过对射电发射的观测，已观测到几十种分子，大都处于近似热动平衡态．但也有某些分子的辐射只能用微波激射放大作用来解释．“微波激射”一词原文为Maser（脉塞），是指辐射因受激发射而得到微波放大的首字母缩写词．微波激射放大的基本要求是粒子数反转，也就是说，跃迁的高能级必须有比低能级更多的分子，在此情况下，受激发射将超过吸收，通过这种状态的分子云传播信息，将不发生衰减反而随距离的指数律放大．脉塞的产生不仅要求有充足的分子，而且也要有一个能使微波激射跃迁的高能级产生过剩粒子数的能源．该能源称为泵(pump)．脉塞源大都和红外源以及一个HII区密切成协，目前把这三种现象看成是O，B型星诞生的特征性质．微波激射源的一个例子——猎户座星云中的四个微波激射源和一个非微波激射源的波谱如图7.10所示．



(a) 氢原子的电子自旋倒转跃迁产生21厘米射电辐射

(b) 利用HI云的氢的21厘米谱线多普勒效应测视向速度 v_R

图7.9

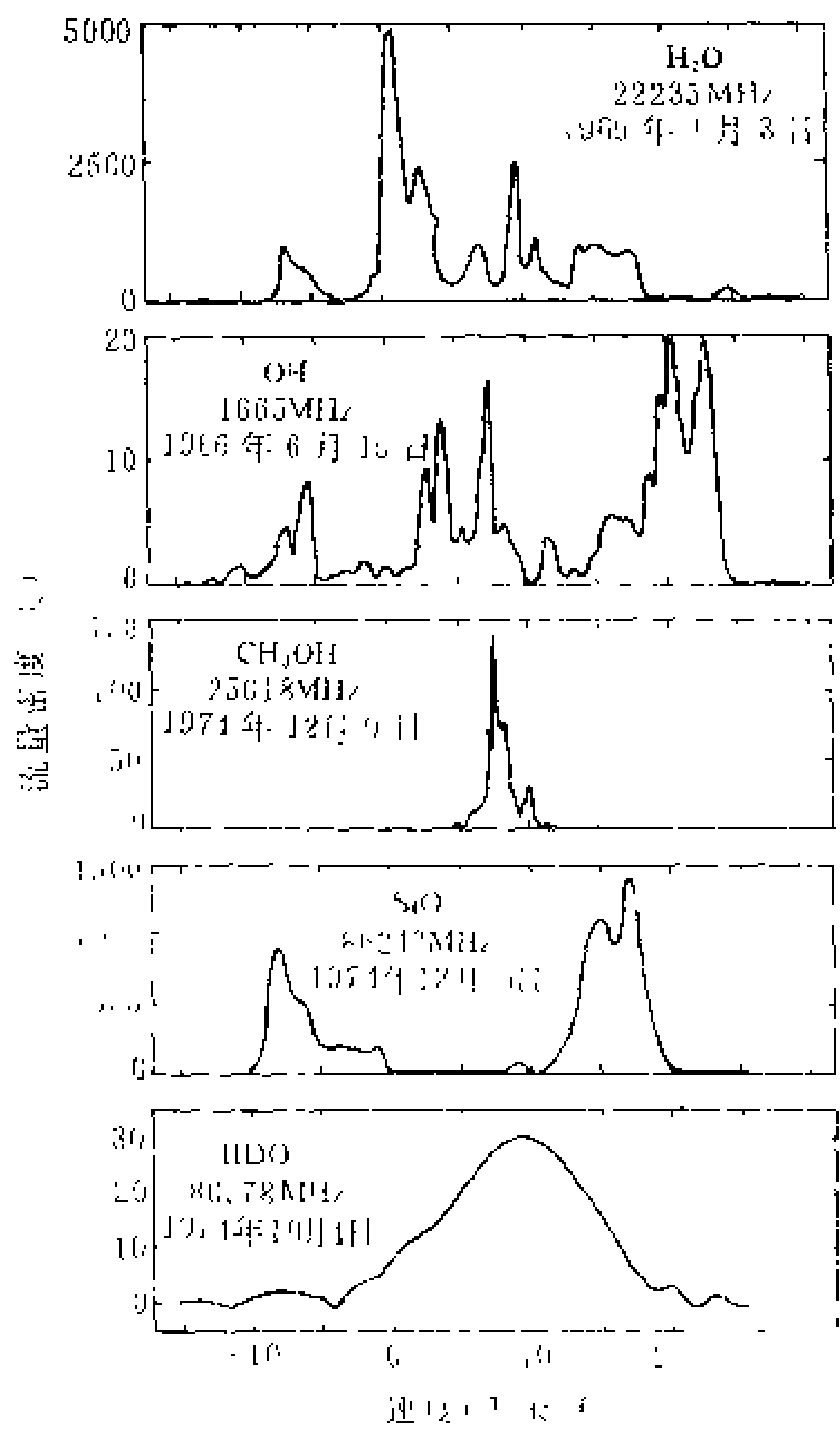


图 7.10 猎户星云中四个微波激射源(H_2O、OH、SiO和 CH_3OH)和一个非微波激射源 HDO

3. 红外观测

从原则上说，同一个热过程它给出光学和射电的谱线和连续辐射，也给出红外谱线和连续辐射. 实际上的观测是复杂的. 可以期望由 HII 区产生自由–自由跃迁而发出红外连续辐射，但由星际热尘埃产生的红外连续辐射更强(参看图 7.11).

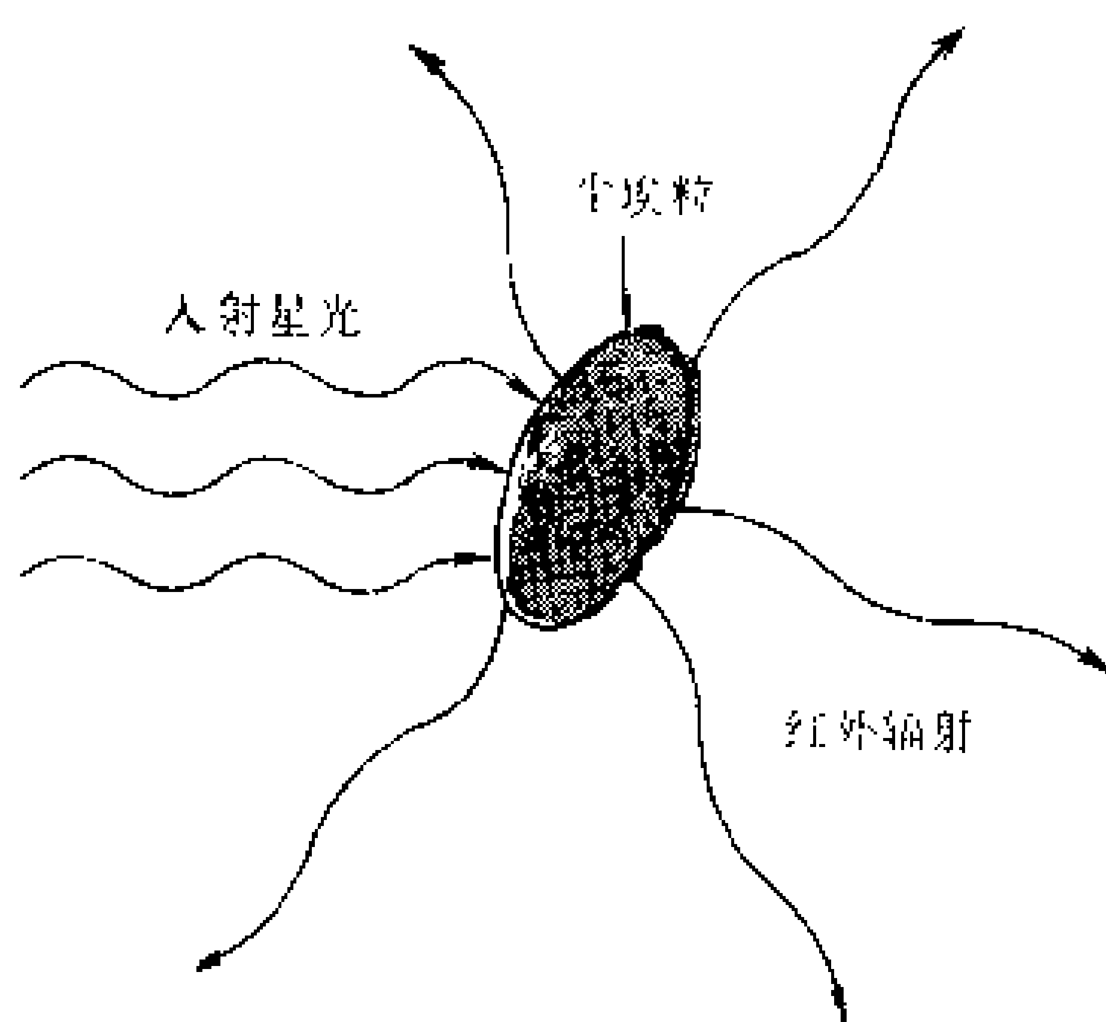


图 7.11 尘埃产生的热辐射

红外天文的优点是它能提供光学波段不能观测的信息，且比射电观测角分辨率高．缺点是由于水蒸汽吸收，微波背景辐射等原因使观测很困难．

特别引人注目的红外源是 BN 天体，它是以发现者贝克林(Becklin)和诺伊吉保尔(Naugebauer)两人姓氏第一个字母命名．它在猎户座四边形聚星的北方约 1′处，发现于 1966 年．它的色温 600K，可能是处于收缩阶段的早期星，它是原恒星的代表．

4．紫外，X 射线和 r 射线观测

比赖曼系限能量低的紫外光子($\lambda<912\mathring{A}$)可避免星际原子氢的吸收，通过卫星上的 UV 观测使我们对星际物质有了新的看法．特别是星际分子 H_2 产生的紫外吸收线的研究，证明了密星际云中 H_2 是气体氢的主要成分，星际云中重元素的丰富度低于星族 I 内恒星重元素的丰度．这一发现与以下的假设是一致的，星际介质中重元素很大部分被锁到星际尘埃中．另一重要结果是，在指向 O、B 星的方向，五次电离氧 OVI 比预期的高，这说明温

度相当高，约为 10^6K. 这一点由软 X 射线观测也已得到证实，银河系内软 X 射线($\lambda > 10\text{Å}$)和硬 X 射线($\lambda < 10\text{Å}$)的弥漫辐射已被观测到. 超新星遗迹也是重要的 X 射线源.

星际介质产生的 γ 射线也已观测到. 因为 γ 光子是高能($\lambda < 0.1\text{Å}$)，既使星际空间中最热的区域对 γ 射线发射而言也是太冷，因此它必须起源于非热过程. 一种机制如图 7.12 所示，相对论质子与星际介质中的氢核相互作用，然后衰变而放出 γ 光子，时间约为 10^{-16} 秒.

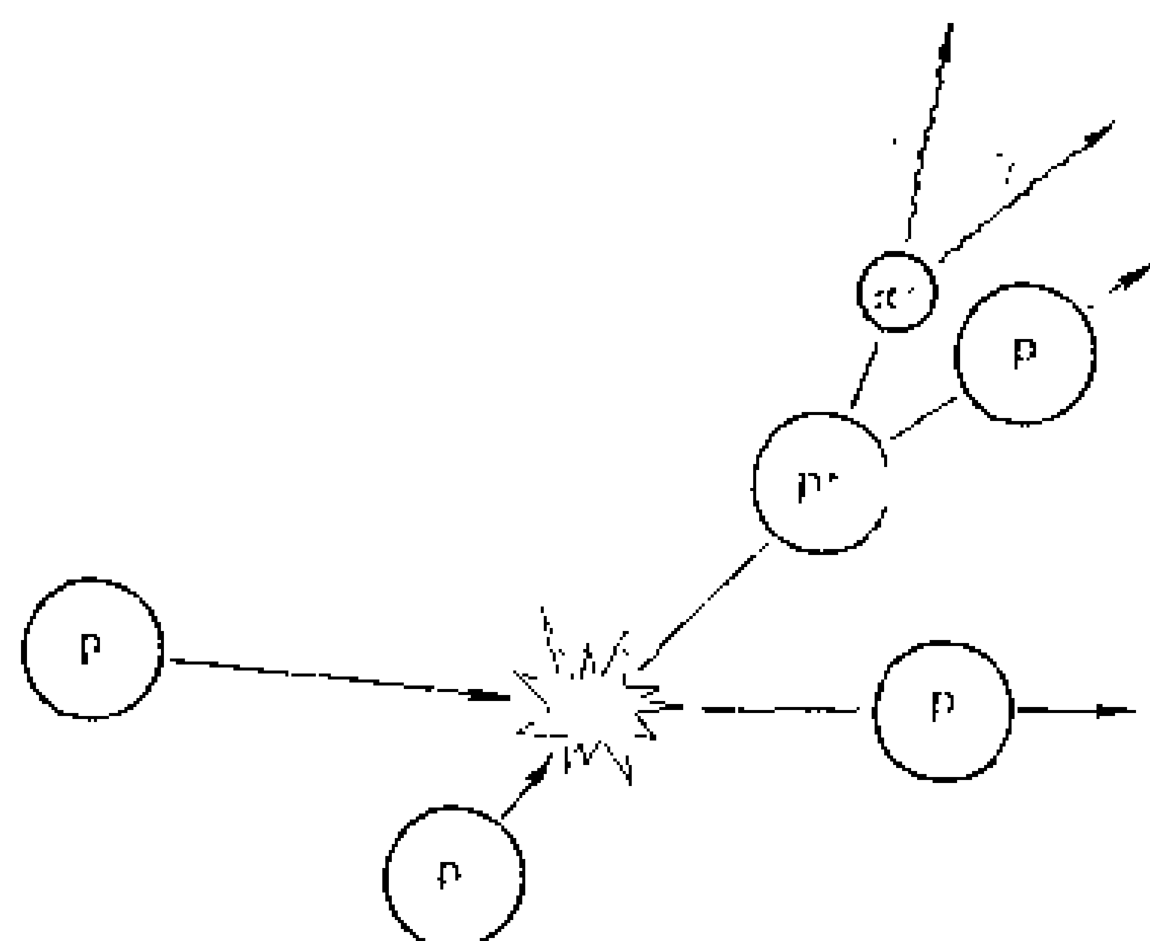


图 7.12 星际介质中 γ 光子的产生. 图中 p^* 是激发核态，π^0 是介子

§ 7.4 星际气体的物理过程

由星际云的坍缩碎块孕育而成的年青热星辐射的能量，足以改变其诞生地的未来发展. 本来由中性原子和分子组成的云中，靠近热星部分转变为气态等离子体，温度升高到几个数量级. 气体中产生湍流、形成激波、星际云向外膨胀等等. 这涉及许多物理

过程.

1. 辐射转移

射到地球上的星云辐射场的性质取决于能量的迁移，后者是位置 x、方向 k、时间 t 和频率 ν 的函数. 辐射强度 I_ν(见第二章定义)可用转移方程确定其变化:

$$\frac{dI_\nu}{dx}=-\kappa_\nu I_\nu+j_\nu \tag{7.12}$$

式中κ_ν 和j_ν 为吸收系数和发射系数，光学深度由下式定义

$$d\tau=\kappa_\nu dx$$

将(7.12)式积分，得

$$I_\nu=I_0e^{-\tau}+\int_0^\tau \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}e^{-t}dt \tag{7.13}$$

I_0 为入射到气体元较远的那一边的辐射强度(见图 7.13). 如果热动平衡条件成立，则强度 I_ν 可用普适温度 T 的函数，即普朗克定律表示

$$B_\nu(T)=\frac{2h\nu^3}{c^2}\left(\exp\frac{h\nu}{kT}-1\right)^{-1}$$

由基尔霍夫定律，可写出

$$B_\nu(T)=j_\nu/k\nu$$

因此，(7.13)在等温条件下变为

$$I_\nu=I_0e^{-\tau}+B_\nu(T)(1-e^{-\tau}) \tag{7.14}$$

这是常用到的公式.

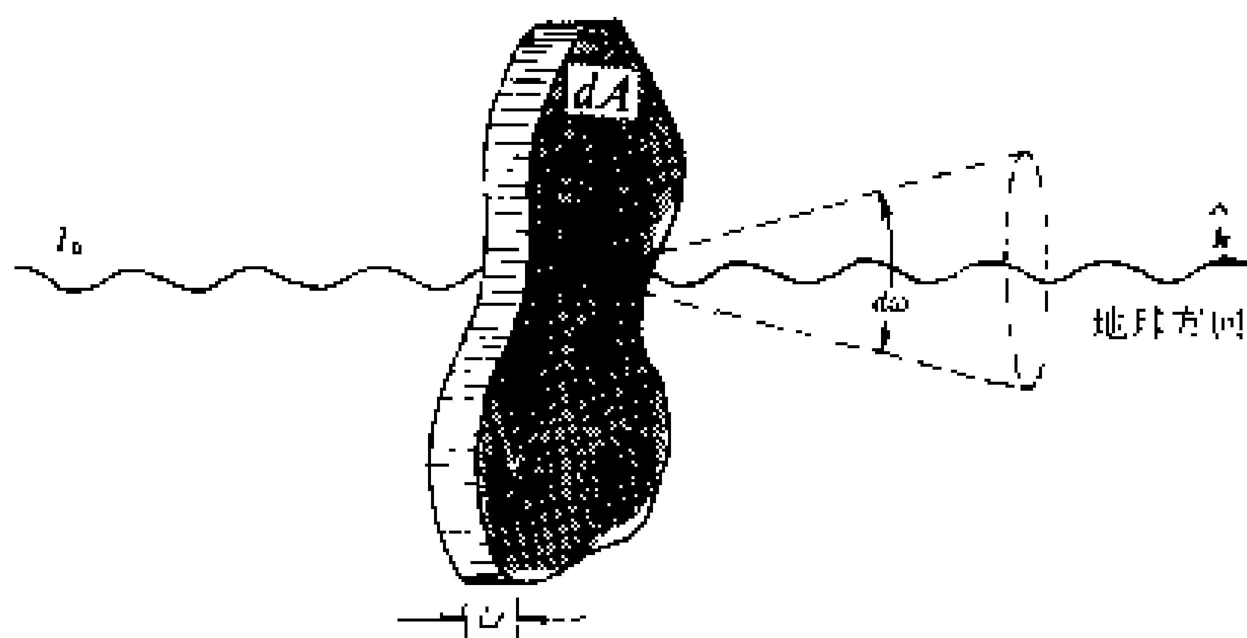


图 7.13 辐射转移，入射为I_0，出射沿 k 方向至地球

2. 电离和复合

电离是恒星的电磁能藉以转换成周围星际物质的热能的主要方式，电离伴随着一定的复合，这两个过程之间的平衡决定了气体的电离状态(作为恒星光度的函数)．观测和理论都表明气体星云的化学丰度多少类似于宇宙丰度，质量的 90% 是氢，10% 是氦，约有 1% 是重元素．一般说来，氢和氦之外的元素电离占比重很小，事实上，气体加热主要是氢的光致电离．

对于氢或者电荷为 Z 的类氢离子，当光子能量$h\nu < h\nu_1 = X_1$时不产生光致电离，X_1 是电离电势(HI: $X_1 = 13.6$eV，HeI，$X_1 = 24.5$ eV)．对于$\nu > \nu_1$，由基态发生光致电离的截面近似地以下式表示

$$a_\nu(K) = \frac{\sigma_0}{Z_K^2}\left(\frac{\nu_K}{\nu}\right)^3 \tag{7.15}$$

其中K是一个原子标志，ν_K是阈频率，且

$$\sigma_0 = 6.3 \times 10^{-18}\ 厘米^2 \tag{7.16}$$

对于 $K = H$，$Z_1 = 1$，$h\nu_K = 13.6$ eV．应指出(7.15)式与气体的热状态无关．电离率(秒$^{-1}$)由光子数强度和电离截面 a_ν 的乘积对阈值频率以上全部频率积分而给出，即

$$\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu} a_\nu(H) d\nu = \frac{1}{\tau_i} \tag{7.17}$$

其中 $J_\nu(r)$与产生电离的恒星的光度有关

$$4\pi J_\nu(r) = L_\nu(r)/4\pi r^2 \tag{7.18}$$

应当指出 $L_\nu(r)$与恒星光度 $L_\nu(R)$不等同，因为拱星包层产生吸收，此处 R 是恒星的半径.

如果介质的温度不太高，那末自由电子被俘获的几率很明显，结果中性原子可能处于基态或激发态．复合率 $\frac{1}{\tau_R}$ 取决于介质的温度和密度．光致电离产生一个非热电子分布，它正比于光子流 $J_\nu/h\nu$ 和俘获截面 a_ν．由于 $J_\nu \sim L_\nu$，$a_\nu \sim \nu^{-3}$，因为电子分布正比于L_ν/ν^4. $e^- - e^-$ 弹性散射在远短于复合时标 τ_R 内产生麦克斯韦速度分布；因此电子的分布可以局部运动温度 T_K 描述．星云理论的课题之一是预言T_K，现在我们只需知道它是存在的.

我们定义能量为 $\frac{1}{2} m_e v^2$ 的电子被俘获到原子的态 n (n = 1 是基态)的截面为 $\sigma_n(v)$．那末复合到态n 的复合率由速度为 v 的电子流，$n_e v f(v)$，和截面 $\sigma_n(v)$的乘积对整个速度积分得到．对所有的态的复合率则为

$$\tau_R^{-1} = \sum_{n=1}^{\infty} \int n_e \sigma_n(v) v f(v) dv \equiv \alpha n_e \tag{7.19}$$

其中 $\alpha = \alpha(T_K)$是复合系数，它通过电子的麦克斯韦分布而依赖于电子的温度．复合截面$\sigma_n(v) \sim v^{-2}$. 对于流行的星云的条件而言，$\sigma_n \sim 10^{-20}$至10^{-21} 厘米^2，它至少比电离截面小三个量级．图 7.14 是 α 与 T 的函数关系．图中 α'是除了基态外的所有其他态的复合系数，它由(7.19)式令 $n=2$ 开始取和而得到．若复合到

$n=1$的基态则产生一个光子，它能电离另一个中性氢原子. 在相当密的星云中，发射和电离将发生在同一地点. 在此情况下，复合到基态对气体的热状态没有纯有效的作用，因此从(7.19)中除去$n=1$，则得复合系数α.

当介质处于稳定态时，光致电离和复合过程的速率相等. 对于$\mathrm{HI}+\gamma=\mathrm{HII}+e^-$(或写为$\mathrm{H}^0+\gamma=\mathrm{H}^++e^-$). 若

$$n(\mathrm{H}^0)\int_{\nu_1}^{\infty}\frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu}\alpha_\nu(\mathrm{H}^0)d\nu$$

$$=n_e n(\mathrm{H}^+)\int d v\sum_{n=1}^{\infty}vf(v)\sigma_n(v)=n_e n(\mathrm{H}^+)\alpha(\mathrm{H}^0)\quad(7.20)$$

得到稳定态，它表明每秒电离的数目$\frac{n(\mathrm{H}^0)}{\tau_i}$等于每秒复合的数目$n(\mathrm{H}^0)/\tau_R$. 对于其他原子的离子亦可得到类似的方程.

在HII区和行星状星云中，加热是由光电子，它的能量为

$$\varepsilon_e=\frac{1}{2}m_e v^2=h\nu-\chi_K=h(\nu-\nu_K)\qquad(7.21)$$

其中χ_K是第K种原子由基态的电离能. 以电子能量加热介质的速率是由电离的光子流、电离截面、中性原子数密度和电子能量的乘积，对所有频率积分而给出. 对于氢即

$$\Gamma=n(\mathrm{H}^0)\int_{\nu_1}^{\infty}\frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu}\times\varepsilon_e\alpha_\nu(\mathrm{H}^0)d\nu\ \text{尔格·厘米}^{-3}\cdot\text{秒}^{-1}$$

$$(7.22)$$

用(7.21)和(7.20)式消去$n(\mathrm{H}^0)$，我们将介质加热率改写为

$$
\Gamma = n(\mathrm{H}^+)n_e\alpha(\mathrm{H}^0) \times \frac{\displaystyle\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu} h(\nu-\nu_1)\alpha_\nu(\mathrm{H}^0)d\nu}{\displaystyle\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu}\alpha_\nu(\mathrm{H}^0)d\nu}
$$

$$
\equiv n(\mathrm{H}^+)n_e\alpha(\mathrm{H}^0)h\overline{\nu} \tag{7.23}
$$

其中 $h\overline{\nu}$ 表示电离光子的平均能量. 对大部分星云，$h\nu_1 \gg kT_{\mathrm{eff}}$，其中 T_{eff} 是产生电离的恒星的有效温度. 如果当地的谱 $J_\nu(r)$ 几乎是普朗克谱，有少量吸收，那末 $h\overline{\nu} \approx kT_{\mathrm{eff}}$. 因此，$T_{\mathrm{eff}}$ 能被看作在复合发生之前介质的初始温度，且考虑冷却. 当恒星光子被吸收时，由(7.15)式知平均能量 $h\overline{\nu}$ 因电离截面 a_ν 随能量迅速下降而增加. $h\overline{\nu}$ 表明随离产生电离的恒星的距离增加而增加的趋势. 最后应当指出，$h\overline{\nu}$ 也可借助(7.18)式写成距恒星 r 处光度 $L(r)$ 的表达式.

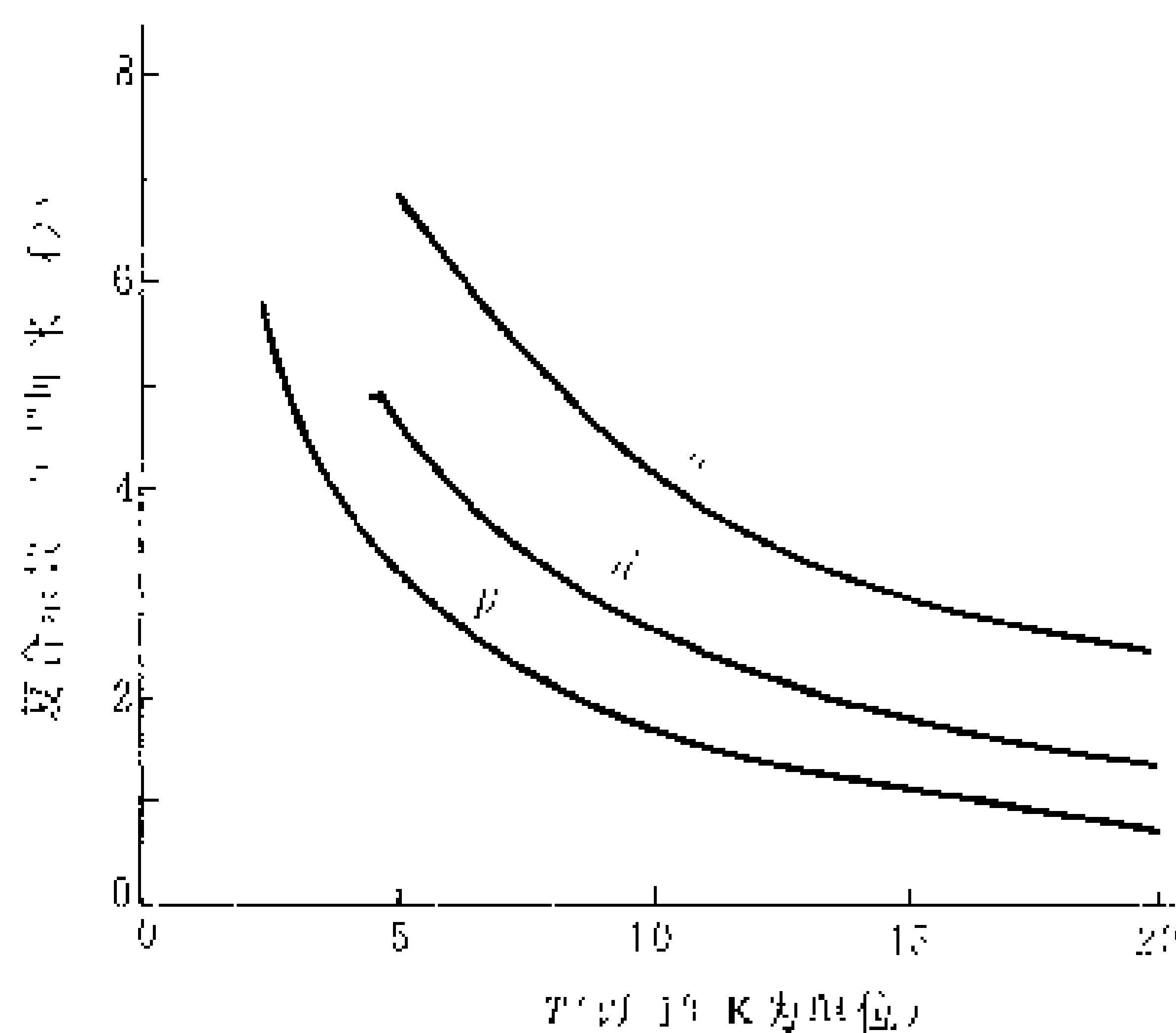


图 7.14 氢的复合系数与温度 T 的关系. 图中 α 是所有能级的复合；α' 不包括复合到基态；β 由(7.24)式所定义

对于气体星云主要加热机制是(7.22)式，并且应包括$\gamma + H^0e \to He^+ + e^-$ 的贡献．在最热的行星状星云中，还需加上这样的贡献，$\gamma + He^+ \to He^{+2} + e^-$．

3．能量损失机制

气体星云的有效的冷却取决于这样的光子的产生，它们的能量对导致 H 或 He 的电离来说太低．一旦这样的光子产生，它们便离开该星云．已证认了三种机制：H^+ 和 He^+ 的复合；已处于基态之上激发态(几电子伏)的原子或离子的电子的碰撞激发；在正离子的场中电子的自由－自由跃迁(轫致辐射)．每种过程都可看作单位体积内能量损失率，它正好抵消上节讨论的加热率．现分别讨论能量损失率．

(1) 复合辐射

复合辐射能量损失率可直接由(7.19)式得到．每次复合都从气体中移走的能量等于俘获的电子能量$\varepsilon_e = \frac{1}{2} m_e v^2$．若在(7.19)式中电子流由电子能流$\varepsilon_e n_e v f(v)$代之，所得结果乘以靶粒子的密度 $n(H^+)$，便可得到能量损失率 Λ_R：

$$\Lambda_R = n(H^+) \sum_{n=2}^{\infty} \int_0^{\infty} n_e v \frac{1}{2} m_e v^2 \sigma_n(v) f(v) dv$$

$$= n(H^+) n_e \beta'(H^0) kT_e \qquad (7.24)$$

上式第二行定义了 β'．若气体的平衡态定义为 $\Gamma = \Lambda_R$，那末它的温度 T_K 将超过T_{eff}．对其他离子，如He^+ 也可写出类似于(7.24)式的能量损失率．显然这些过程的贡献很少，因为它与离子的密度成正比．事实上，将(7.24)式推广到其他离子，可求出纯复合产生的冷却率为

$$\Lambda_R = \Lambda_R(H^+) + \Sigma \Lambda_R(X_k^i)$$

$$= \Lambda_R(H^+)\left[1+\sum \frac{n(X_k^i)\beta'(X_k^i)}{n(H^+)\beta'(H^0)}\right] \qquad (7.25)$$

此处取和遍及气体中各类原子 K 的各种电离态 i，实质上 He^+ 占 10%，重元素小于 1%．Λ_R 具体计算中，He 被包括进去而略去重元素(诸如 O^+，O^{+2} 和 N^+)．

(2)碰撞激发

气体星云中最有效的冷却机制是中等质量离子的禁戒跃迁产生的辐射，这些离子同电子相碰被激发到在基态之上能量为 kT_K 的态．图 7.15 是气体星云中最重要的冷却过程中的低能级图，主要跃迁都位于可见光区．O^+ 最低能级的跃迁产生的谱线在紫外区，O^{+2} 的线在绿光区，而 N^+ 的线则位于红光区．自发跃迁几率 A_{mn} 由每秒为 1 而变到 4×10^{-5}/秒(对于禁戒跃迁)．虽然中等质量元素的丰度极低，但它们发出的辐射不能用于激发和电离其他元素因而从星云逃逸出去．

电子－离子碰撞使离子位于激发态，而自发辐射到基态则使它们减少．碰撞也能使处于激发态的数目减少，在此情况下，激发能成为电子的动能而不是发出辐射．现在考虑一个典型的电子－离子碰撞，结果使离子由态 i 激发到态 j(在星云中态 i 通常是基态)．该过程的激发截面由下式给出

$$\sigma_{ij} = \frac{\pi\hbar^2}{m_e v^2}\frac{\Omega_{ij}}{g_i} = \frac{4.21}{v^2}\frac{\Omega_{ij}}{g_i}\ 厘米^2 \qquad (7.26)$$

此处 v 是电子的速度，g_i 是离子的初态的统计权重；Ω_{ij} 称为碰撞强度，它与电子速度关系甚微．对于星云的条件它通常接近于 1．例如，若 T_K= 7000K，$v\sim 6\times10^7$ 厘米／秒，于是 $\sigma_{ij}\approx10^{-15}\times\frac{\Omega_{ij}}{g_i}$ 厘米^2．如果 $\frac{m_e v^2}{2}<h\nu_{ij}$(激发能量)，则截面为零．

由速度 v 的电子引起由能级 j 到能级 i 的碰撞去激发的速率应由电子流、位于激态 j 的靶粒子数密度 $n(X_k^j)$，和去激发截面的乘积加以描述；对整个电子的速度积分，我们可求出单位体积的碰撞去激发的速率是

$$n_e n(X_K^j) r_{ji} = n(\chi_K^j) \int_0^\infty n_e v \sigma_{ji}(v) f(v) dv \tag{7.27}$$

电子的速度分布是麦克斯韦分布．设 Ω_{ij} 为一常量，可发现去激发速率变为

$$n_e n(X_K^j) r_{ji} = n_e n(X_K^j) \left(\frac{2\pi}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar^2}{m_e^{3/2}} \frac{\Omega_{ji}}{g_i}$$

$$= 8.6 \times 10^{-6} \frac{n_e n(\chi_K^j)}{g_i T_e^{1/2}} \Omega_{ij} \ \text{厘米}^{3}\text{秒}^{-1} \tag{7.28}$$

对于典型的星云的温度和丰度，这最重要的冷却率 r_{ji} 粗略地说为 10^{-7} 厘米^3/秒．

可以证明碰撞激发速率由下式给出

$$r_{ij} = \frac{g_j}{g_i} r_{ji} e^{-X_{ji}/kT_e} \tag{7.29}$$

此处 $X_{ji} = m_e(v_j^2 - v_i^2)/2$．对于 r_{ji} 和 r_{ij} 的(7.28)式和(7.29)式，可用来得出碰撞冷却率．对于大部分的星云的冷却，这些跃迁的初态和终态都是多重的，应都加以考虑．由光子从态 2 自发跃迁到态 1 的每单位时间在单位体积内损失能量为

$$\Lambda_0 = n(X_K^2) A_{21} h\nu_{21} \tag{7.30}$$

此处 $n(X_K^2)$ 是处于激发态的冷却离子的数密度．在统计平衡状态下，向上跃迁数(由于碰撞)等于(由于碰撞和自发衰变)向下的跃

迁数，即

$$n(\chi_K^2)(n_e r_{21}+A_{21})=n_e n(\chi_K^1)r_{12} \tag{7.31}$$

此处r_{21}和r_{12}分别由(7.28)式和(7.29)式给出. 将(7.31)式解出处于激发态离子与处于基态的离子的比率，代入(7.30)式，则

$$\Lambda_{c,21}=\frac{n_e n(\chi_K^1)r_{12}h\nu_{21}}{1+n_e r_{21}/A_{21}}\ \text{尔格·厘米}^{-3}\text{秒}^{-1} \tag{7.32}$$

对于星云的条件，电子密度很低，以致自发跃迁超过碰撞去激发. 若取$n_e\to 0$, 得$\Lambda_{c,21}$的极限值为

$$\Lambda_{c,21}\simeq n_e n(\chi_K^1)h\nu_{21}r_{12}=n_e n(\chi_K^1)h\nu_{21}\frac{g_2}{g_1}e^{-\chi/kT}r_{21}$$

$$\doteq n_e n(\chi_K^1)h\nu_{21}\frac{e^{-\chi/kT_e}}{g_1}\ \frac{8.6\times10^{-6}}{T_e^{1/2}}\ \Omega(1,2) \tag{7.33}$$

此处已利用了$x=h\nu_{21}$和(7.28)式. 对于$T_e\simeq 7000\text{K}\cdot\Lambda_c/n_e n(\text{H}^0)$这一比值的量级约为$10^{-24}$尔格·厘米^3/秒.

对于多能级的禁戒跃迁，可得出如下关系式

$$\Lambda_{c,K}=\sum_i n(X_K^i)\sum_{j>i}A_{ji}h\nu_{ji} \tag{7.34}$$

这是用来计算冷却率的方程组，一旦丰度知道后，冷却率Λ_c变为T_e的函数.

(3) 轫致辐射

当热电子被气体中离子散射时发射连续谱，发射的能量大都在射电和红外波段，并从星云逃逸出去. 对离子数密度为n_i而言，这个损失率为

$$\Lambda_{ff}\simeq\frac{2^5e^6\pi Z^2}{3^{3/2}hm_ec^3}\left(\frac{2\pi kT_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}=1.4\times10^{-27}Z^2T_e^{\frac{1}{2}}n_e n_i$$

$$\text{尔格·厘米}^{-3}\text{·秒}^{-1} \tag{7.35}$$

通常以 Λ_{ff} 损失能量比复合或碰撞过程要小.

气体星云的纯冷却率由三者之和得到，即由(7.25)式，(7.34)式和(7.35)所决定.

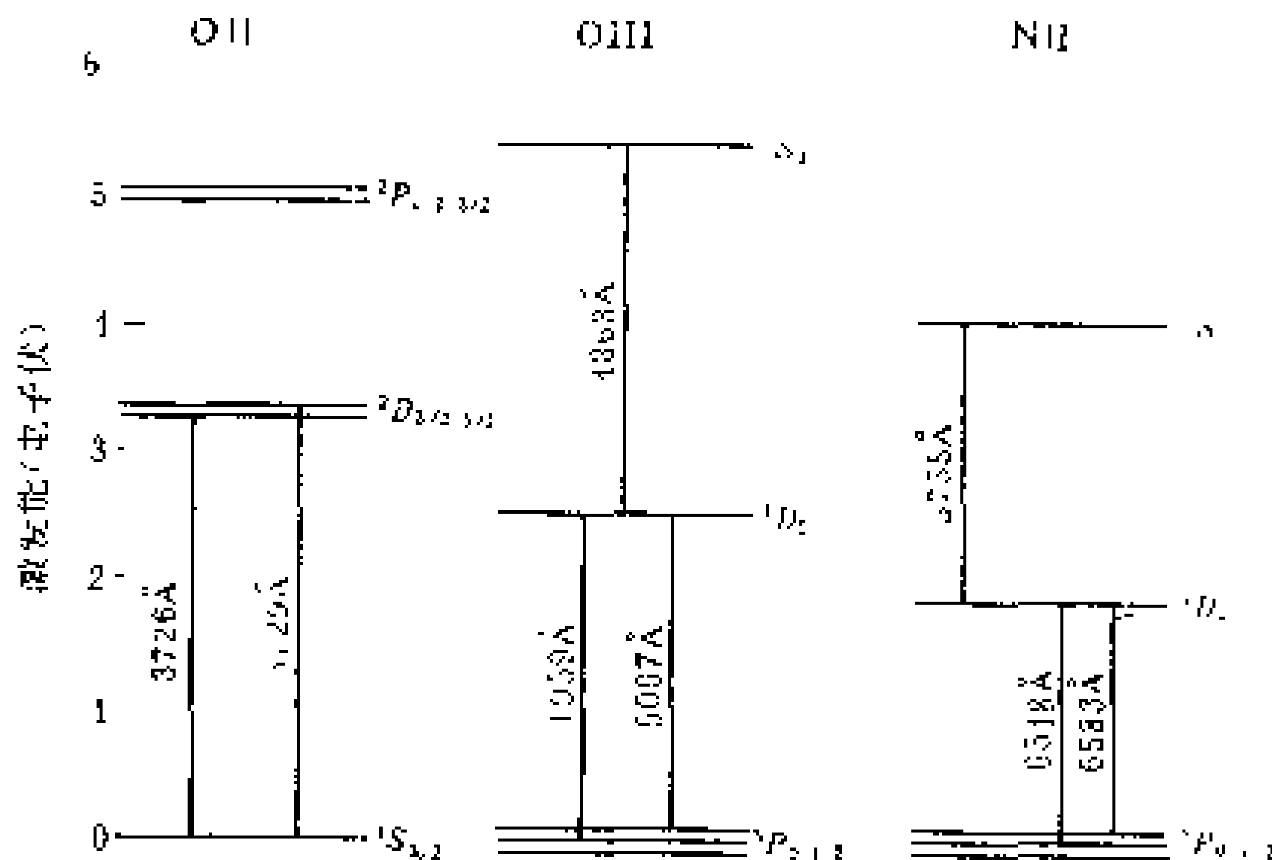


图 7.15 星际HII区主要冷却离子 OII，OIII 和 NII 的低能级之间跃迁. 左边给出激态到基态的能量以 eV 表示，波长为 Å

§ 7.5 星际尘埃

如前所述，星际介质的质量的百分之一是固态尘埃，其特征尺度是 10^{-5} 至 10^{-6} 厘米. 在整个星际气体中，如 HI 区，HII 区，行星状星云以及凝聚区，都发现有星际尘埃存在. 星际尘埃主要通过它们对星光的影响而作为红外发射源而表现出来. 它们在气尘复合体中和分子形成中都具有重要作用. 依据尘埃粒子的性质及其空间分布，可用于说明各种观测结果.

1. 尘埃的光学特性

尘埃散射和吸收电磁辐射. 这种联合作用的过程称为消光. 我们以 $I_\lambda(0)$ 表示光源在波长 λ 处的辐射强度，当光经过光深为 τ_λ 以后，其观测的辐射强度则成为

$$I_\lambda = I_\lambda(0)e^{-\tau\lambda} \tag{7.36}$$

同一光谱型的星在天空不同位置的观测表明，消光与 $\frac{1}{\lambda}$ 是线性关系，即

$$\tau_\lambda = c/\lambda \tag{7.37}$$

此处 c 与波长无关但与光谱型有关. 这一关系对于紫外到红外($3000\text{Å} \leqslant \lambda \leqslant 2\times10^4\text{Å}$)近似成立. 星际介质中原子和分子对散射的作用可忽略，因为它与波长相应的关系是 λ^{-4}(瑞里散射). 类似地电子散射与波长无关(汤姆孙散射). (7.36)式所表示的意义对蓝光消光最强，因此星光呈现出红化. 星际尘埃也可解释蓝反射星云的出现. 这些星云往往是富尘埃，它们靠近亮星.

由观测波长和光学厚度 τ_λ 的关系，可粗略地估计出尘埃的大小 r_d. 如果 r_d 远大于星光波长 λ，那末尘埃将吸收光子，且再辐射出一连续谱而不是散射星光；如果 $r_d \ll \lambda$，观测的 τ_λ 与波长的关系为 λ^{-4}. 因此，尘埃的大小可预期能与可见光波长相比较. 作为尘埃的典型值，我们取为 $r_d = 2\times10^{-5}$ 厘米.

上节曾指出，在密星云的气体中的 C, N 和 O 丰度过低，原因是它们的大部分被锁到尘埃上. 由消光可推测出银河系中尘埃的组成，往往同时存在几种尘埃. 尘埃主要是石墨，SiC，镁和铝硅酸盐，水(H_2O)，氨(NH_3)等. 某些观测表明存在干冰，或者在 H_2O, NH_3 或石墨等的表层嵌入耐熔尘埃.

星际消光与尘埃的数密度 n_d，半径为 r_d 的尘埃球形结构的截面

$$\sigma_d = \pi r_d^2 \tag{7.38}$$

有关. 包括散射和吸收的体消光系数通常表示为

$$\kappa_{ex} = n_d Q_e(\lambda)\sigma_d \tag{7.39}$$

和波长有关的量 $Q_e(\lambda)$ 确定了截面为 σ_d 的尘埃对星光减弱的效率.

利用上式，将光学厚度 τ_λ 以尘埃柱密度 n_d 表为下式：

$$\tau_\lambda = \int K dr = Q_e(\lambda)\sigma_d n_d \tag{7.40}$$

消光一般以星等表示为 $A_\lambda = m - m_0$，此处 m_0 表示无尘埃时沿视线的星等．若利用星等和光度的关系，则得到

$$A_\lambda = -2.5\log\frac{I_\lambda}{I_\lambda(0)} = 1.086 n_d\sigma_d Q_e \tag{7.41}$$

我们已利用了(7.36)式和(7.40)式．

对整个银道面的观测表明

$$n_d\sigma_d \approx 10^{-21} n_H$$

于是 $A_\lambda \approx 3n_H$ 星等 /kpc，此处 n_H 代表沿视线的氢的平均数密度，Q_e 已取为 1．消光效率 Q_e 与尘埃的组成和形状有关．Q_e 的详细计算仅限于球形或杆状．对于球形，Q_e 可以大于 4，亦即有效截面，因为衍射的缘故大于几何截面．

由尘埃对星光的散射或吸收后，再由尘埃发出辐射，这时在旋涡星系(包括我们的银河系)的盘面内产生弥漫背景辐射．定义在 Ω' 方向传播的星光为 $I_\nu(\Omega')$；那末由尘埃散射到方向为 Ω 的立体角内的光的强度为 $I_\nu(\Omega')Q_s\sigma_d$，此处尘埃的散射效率 Q_s 类似于 Q_e 的定义．如果辐射强度为 $I(\Omega')$ 的光被散射到 Ω 方向的部分为 $F(\Omega,\Omega')$，那末，发射系数 $j_{\nu,s}$ 为

$$j_{\nu,s} = Q_s\sigma_d n_d \int I_\nu(\Omega')F(\Omega,\Omega')d\Omega' \tag{7.42}$$

对这一散射发射系数还要加上尘埃的热发射系数 $j_{\nu,T}$．我们引入吸收率 $Q_a = Q_e - Q_s$，以 T_d 表示尘埃的温度，于是它的辐射可作为黑体辐射且处于局部热动平衡，由基尔霍夫定律可得：

$$j_{\nu,T} = \kappa^a_\nu B_\nu(T_d)$$

吸收系数为

$$\kappa^a_\nu = n_d Q_a \sigma_d$$

可用来求 $j_{\nu,T}$，即

$$j_{\nu,T} = n_d Q_a \sigma_d B_\nu(T_d) \qquad (7.43)$$

对于 $\lambda > 2\pi r_d$，Q_a 近于1；对于 $\lambda \leqslant 2\pi r_d$，$Q_a$ 的性质取决于尘埃的组成. 对于干冰尘埃，Q_a 小于1，但对于铁球，峰值为2然后渐渐趋于1. 由尘埃产生的总发射系数应该对星际尘埃的每一种尘埃的 $j_{\nu,s}$ 和 $j_{\nu,T}$ 取和. 具体模型既与尘埃形状有关又与尘埃组成有关，现在还未弄清楚. 研究表明，星际空间存在多种尘埃组成.

2. 尘埃的物理特性

要完整地描述星际尘埃对星光的影响需要知道尘埃的形状和特理特性. 尘埃的许多重要特性依赖于它们的物理特性，这些物理特性包括温度和电荷. 以下讨论中，我们假定尘埃为球形.

由尘埃获得能量和失去能量之间的稳态可以决定尘埃的温度. 尘埃主要从辐射获得能量；若辐射是黑体辐射，一尘埃的总发射系数由(7.43)式令 $n_d=1$ 并对整个立体角积分而得到，即

$$\Lambda_d = 4\pi\int_0^\infty Q_a(\lambda)B_\lambda(T_d)d\lambda \quad \text{尔格/秒}. \qquad (7.44)$$

能量损失率仅依赖于尘埃的温度和尘埃的介电性质，这是通过 $Q_a(\lambda)$ 而体现出来.

尘埃加热有三条途径. 第一是尘埃吸收来自恒星的弥漫光子的辐射加热. 局部辐射场的能量密度为

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}$$

单位时间入射到尘埃每单位面积的能量 cu_λ. 乘以吸收效率 Q_a，对整个波长积分则给出

$$\Gamma_R = c\int_0^\infty u_\lambda Q_a(\lambda)d\lambda \qquad (7.45)$$

这个量与 T_d 无关，通过 u_λ 与辐射场的温度联系起来.

第二个加热机制是尘埃和分子作非弹性碰撞时原子和分子的动能传给尘埃. 第 K 种元素以速度 v_K 运动的原子和分子的动能的变化为

$$E_K = \frac{1}{2} m_K v_K^2 - \overline{E}_K$$

$\overline{E}_K$ 是原子的平均反弹动能. 尘埃获能率由能流 $n_K v_K \Delta E_K$ 对麦克斯韦分布 $f(v)$ 取平均，并对各种组成取和而得到:

$$\Gamma_c = \sum_K m_K \int f_K(v) dv_K \Delta E_K v_K \tag{7.46}$$

如果尘埃是带电的， 那末此结果必须加以修正，将尘埃和离子之间静电作用力加上.

在尘埃表面将增强分子形成. 事实上，不是全部，有可能在宇宙空间所观测到的复杂分子的大部分在尘埃表面所形成. 当两个原子，或者一个原子和一个简单分子相结合时，它们的束缚能的相当部分将存储在尘埃上，与此相应的加热率可表示为

$$\Gamma_B = \sum_K \xi_K n_K \int f(v_K) dv_K \eta_K E_{B,K} v_K \tag{7.47}$$

此处 ξ_K 表示在分子形成中原子撞击尘埃所占的那部分. 一种最可能的过程是 $2H^0 \rightarrow H_2 + E_B$, 此处 $E_B = 4.48$eV. 我们可估计 $\xi_H \simeq \frac{1}{3}$ ，那末，每形成一个分子将存储到尘埃的能量约为 1.5eV，用以加热尘埃.

尘埃的纯加热率应是 Γ_R, Γ_c 和 Γ_B 三者之和，尘埃处于热平衡时的温度可表示为

$$\Gamma_R + \Gamma_C + \Gamma_B = \Lambda_R \tag{7.48}$$

该方程可看作类似于在讨论星际气体时所遇到的能量平衡方程.

定态条件(7.48)对大部分由氢组成的 HI 区来说将是相当简化. 对气体我们取 $T=80\text{K}$, 对由恒星光辐射来的能量密度 $U=\int u_\lambda d\lambda \simeq 7\times 10^{-13}$ 尔格/厘米^3. 可直接证明, (7.48)式中反应加热 Γ_B 和碰撞加热 Γ_C 相对于 Γ_R 而言都可忽略. 于是, 定态条件变为 $\Lambda_R=\Gamma_R$, 或者利用(7.44)式和(7.45)式, 得到

$$4\pi\int_0^\infty B_\lambda(T_d)Q_a(\lambda)d\lambda = c\int_0^\infty u_\lambda Q_a(\lambda)d\lambda \tag{7.49}$$

此处 $B_\lambda(T)$是尘埃温度为 T_d 的普朗克能谱, u_λ 是有效温度为 T_{eff} 的稀释的普朗克分布, 即

$$u_\lambda = \frac{4\pi}{c}B_\lambda(T_{\text{eff}})W \tag{7.50}$$

此处 T_{eff} 是供给大部分星光的亮星的有效温度, W 是稀释因子. 将(7.49)和(7.50)两式结合起来, 消去共同因子, 得

$$W\int_0^\infty \frac{\nu^3 Q_a(\nu)d\nu}{e^{h\nu/kT}-1} = \int_0^\infty \frac{\nu^3 Q_a(\nu)d\nu}{e^{h\nu/kT_d}-1} \tag{7.51}$$

对可见光光谱区, $Q_a(\lambda)\sim\dfrac{1}{\lambda}$; 将其代入(7.51)式, 并改写(7.51)式为无量纲量 $X=\dfrac{h\nu}{kT}$ 的函数, 我们可求得

$$WT_{\text{eff}}^5\int_0^\infty \frac{X_{\text{eff}}^4 dX_{\text{eff}}}{e^{X_{\text{eff}}}-1} = T_d^5\int_0^\infty \frac{X_d^4 dX_d}{e^{X_d}-1}$$

上式两端的积分可精确地消去, 于是我们得到尘埃的温度为

$$T_d = T_{\text{eff}}W^{1/5} \tag{7.52}$$

因此, 若取 $T_{\text{eff}}=10^4\text{K}$, $W=10^{-14}$, 尘埃的温度 $T_d\simeq 16\text{K}$. 这个结

果与更详细的计算结果相差一个2的因子. 因此，星际尘埃的温度是宇宙背景辐射3K的几倍.

在HⅡ区和行星状星云中亦发现尘埃. 在这些情况下，加热机制主要是吸收来自中心星的L_α光子，这一过程比碰撞加热约有效100倍. 它不像HⅠ区那样(参看(7.49)式)，每个尘埃由于吸收L_α光子的获能率取决于当地气体的密度n_H; 于是尘埃的温度亦依赖于n_H. 对于$n_H=10$/厘米^3, $T_d\simeq 20$—24K，但对于$n_H=10^3$/厘米^3, T_d约为50K. 最后，当尘埃靠近产生电离的中心星时，尘埃变热到发生蒸发.

在HⅡ区和行星状星云中的尘埃将受到电子和质子的不断地

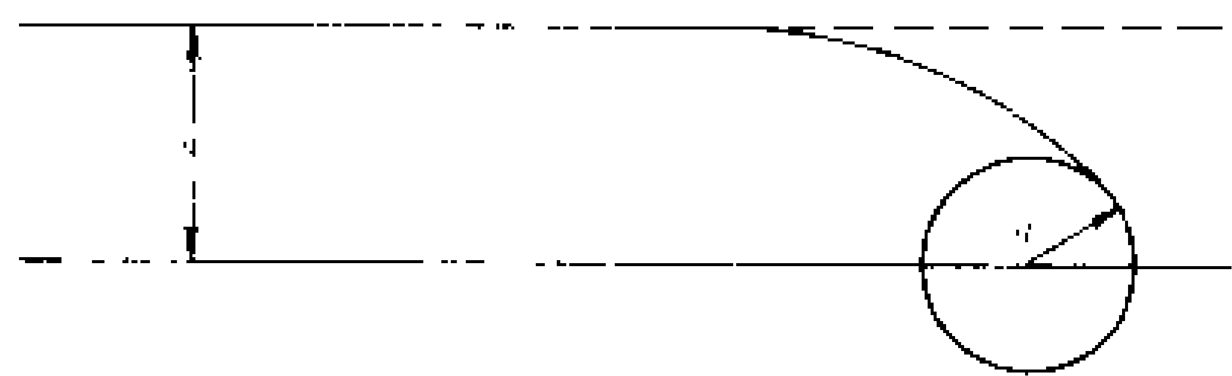


图7.16 电荷被俘获到球形尘埃上时的最大碰撞参数为a_c

轰击，或者受到高能光子轰击，由尘埃表面能抛射出电子. 这些过程可导致尘埃带电. 如果尘埃带电，它们在星云中的运动将受到当地磁场的制约，并且与气体中的离子成分有很强的耦连. 这种结合的影响已有重要的观测结果.

星际尘埃产生的电子的光致抛射类似于金属中的光电效应. 为了从中性尘埃移走一个电子，电子必须有足够的能量用以克服其束缚在尘埃表面的束缚能. 若以$h\nu_c$表征这个能量，只有比$h\nu_c$能量更高的光子才能产生不受束缚的电子. 若尘埃带负电($Z_d<0$)，电子抛射的阈值能量也是$h\nu_c$; 但是，若球形尘埃带正电($Z_d>0$)，那末电子则必须还要克服静电势能Z_de^2/ah. 因此，电子抛射要求为

$$h\nu\geqslant h\nu_T=\begin{cases}h\nu_c, & Z_d\leqslant 0\\ h\nu_c+Z_de^2/ah & Z_d>0\end{cases}\tag{7.53}$$

其次，我们定义一个 φ_ν，它是尘埃吸收能量 $h\nu$ 并抛射一个电子的几率. 于是，尘埃的电荷的变化由下式给出

$$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_{光} = \pi a^2 \int_{\nu_c}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \varphi_\nu d\nu \qquad (7.54)$$

对于带负电的尘埃，这个速率与 Z_d 无关. 由于光致抛射最大可能是靠近热的亮星，J_ν 由(7.18)式与恒星光度联系起来，在此情况下，它依赖于恒星的有效温度.

电子和离子与尘埃碰撞对 Z_d 也有贡献. 电子或离子俘获到尘埃上的截面与 Z_d 有很强的依赖性. 考虑单独的一个电荷为 $Z_i e$ 的带电体入射到球形的尘埃(见图 7.16). 荷电体初始动能为 $\frac{1}{2} m_i v_i^2$，a_i 是被俘获时最大碰撞参数. 由能量守恒和角动量守恒得以下关系

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 = \frac{1}{2} m_i v_i'^2 + Z_i e U \qquad (7.55)$$

$$a v_i' = a_i v_i \qquad (7.56)$$

其中 v_i' 是电荷在与尘埃相碰时的速度，$U = \frac{Z_d e}{a}$ 是尘埃的静电电势. 消去 v_i'，我们可解出初始速度为 v_i 的离子被俘获的有效截面

$$\pi a_i^2 = \pi a^2 \left(1 - \frac{2 Z_i e U}{m_i v_i^2}\right) \qquad (7.57)$$

在 HⅡ区和行星状星云中由于俘获质子，尘埃的电荷增加率可由

离子流 $n_p v$ 乘以截面 πa_c^2，然后对离子的速度分布积分而得到

$$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_p = \xi_p \int_{v_{\min}}^{\infty} n_p \pi a_c^2 v f(v) dv \tag{7.58}$$

此处 ξ_p 是碰撞离子实际上粘贴在尘埃上的几率，积分下限与 Z_d 有关，它可由(7.57)式中令 $a_c^2=0$ 而给出．若 $Z_d<0$，那末积分下限为零；若 $Z_d>0$，它为

$$v_{\min} = (2Z_d e^2/m_p a)^{\frac{1}{2}} \tag{7.59}$$

设 $Z_d>0$，那末(7.58)式中积分变为

$$4\pi \int_{v_{\min}}^{\infty} v^3 \left[1 - \frac{2Z_d e^2}{m_p v^2 a}\right] e^{-m_p v^2/2kT} dv \left(\frac{m_p}{2\pi kT}\right)^{3/2}$$

$$= 8\pi \left(\frac{m_p}{2\pi kT}\right)^{3/2} \left(\frac{kT}{m_p}\right)^2 \int_{x_{\min}}^{\infty} x \left(1 - \frac{Z_d e^2}{kTx}\right) e^{-x} dx ,$$

其中 $x = m_p v^2/2kT$．这个积分可完成，对 $Z_d>0$，电荷的变化率可表示为

$$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_p = n_p \pi a^2 \xi_p \left(\frac{8kT}{\pi m_H}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-Z_d e^2/akT} \tag{7.60}$$

对于 $Z_d<0$，只要将上式中指数因子以$\left(1 - \dfrac{Z_d e^2}{akT}\right)$代替，结果是相同形式，即($Z_d \leqslant 0$)

$$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_p = n_p \pi a^2 \xi_p \left(\frac{8kT}{\pi m_H}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{Z_d e^2}{akT}\right) \tag{7.60 '}$$

若电子和尘埃相碰，用类似方式推得电荷增加率为

$$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_e = -n_e\pi a^2\xi_e\left(\frac{8kT}{\pi m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \times \begin{cases} 1+\dfrac{Z_d e^2}{akT} & (Z_d>0) \\ e^{Z_d e^2/akT} & (Z_d\leqslant 0) \end{cases} \tag{7.61}$$

其中ξ_e是电子碰到尘埃时实际被粘贴在尘埃上的几率. 对于稳定态，电荷Z_d被确定，由下式得出

$$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)=\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_e+\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_p+\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_{光}=0 \tag{7.62}$$

在星云的外部，光致抛射$\left(\frac{dZ_d}{dt}\right)_{光}$随距中心星的距离平方而减小，故可以忽略掉，电荷$Z_d$由电子－尘埃碰撞和离子－尘埃碰撞相平衡时加以确定. 数量级为

$$\frac{(dZ_d/dt)_e}{(dZ_d/dt)_p} \approx \frac{n_e}{n_p}\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$$

因为$n_e\approx n_p$, 因此，电子俘获要超过质子俘获，尘埃带负电. 事实上，设$Z_d<0$, 在(7.62)式中，利用(7.60′)和(7.61)式，忽略光致作用(7.58)式，我们可求得

$$\left(\frac{n_e}{n_p}\right)e^{Z_d e^2/akT}=\left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1-\frac{Z_d e^2}{akT}\right) \tag{7.63}$$

对于$n_e\approx n_p$, 通过迭代求解，得到$\frac{Z_d e^2}{akT}=2.51$. 对于球形尘埃$a=2\times10^{-5}$厘米，气体温度$T=10^4$ K, 尘埃的电荷$Z_d=300$. 在

星云中心区 $Z_i > 0$, $Z_d \sim +300$. 远离中心星则变为负值(星云外部区).

§7.6 星际气体动力学过程

星际空间中粒子运动的平均自由程往往短于粒子所处区域的线尺度. 粒子速度分布遵守麦克斯韦分布, 可以用运动温度加以描述. 星际气体处于运动状态, 因此这些宏观量是位置和时间的函数. 为了了解星际气体运动的性质, 需要推导出有关方程, 求这些方程的精确解是很困难的, 可查看有关专著[illegible]. 下面仅就星际物质简介气体动力学过程和有关方程.

1. 星际空间中的激波

当气体运动是超声速时, 必然形成激波, 在星际空间中气体的运动通常是超声速的, 因此必须研究激波. 我们可由有关守恒原理推导出描述气体运动的基本方程: 由质量守恒得连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \qquad (7.64a)$$

由动量守恒得运动方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} \qquad (7.64b)$$

由能量守恒得能量方程

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + P\frac{d\text{v}}{dt} = Q \qquad (7.64c)$$

此处 $\text{v} = 1/\rho$ 是比容, u 是气体的宏观速度.

借助连续性方程和运动方程可写出

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\varepsilon + \frac{\rho u^2}{2}\right) = -\mathrm{div}\left[\rho u\left(\varepsilon + \frac{u^2}{2}\right) + Pu\right] + \rho Q \qquad (7.64d)$$

该方程的物理意义在于. 在空间中某一点单位体积内总能量的变化、是由物质运动时能量的流出(流进)、压力所作的功和外源所放出的能量所引起的.

为描述气体的运动还要知道物质的状态方程，例如对绝热过程有

$$P = K\rho^{\gamma} \tag{7.65}$$

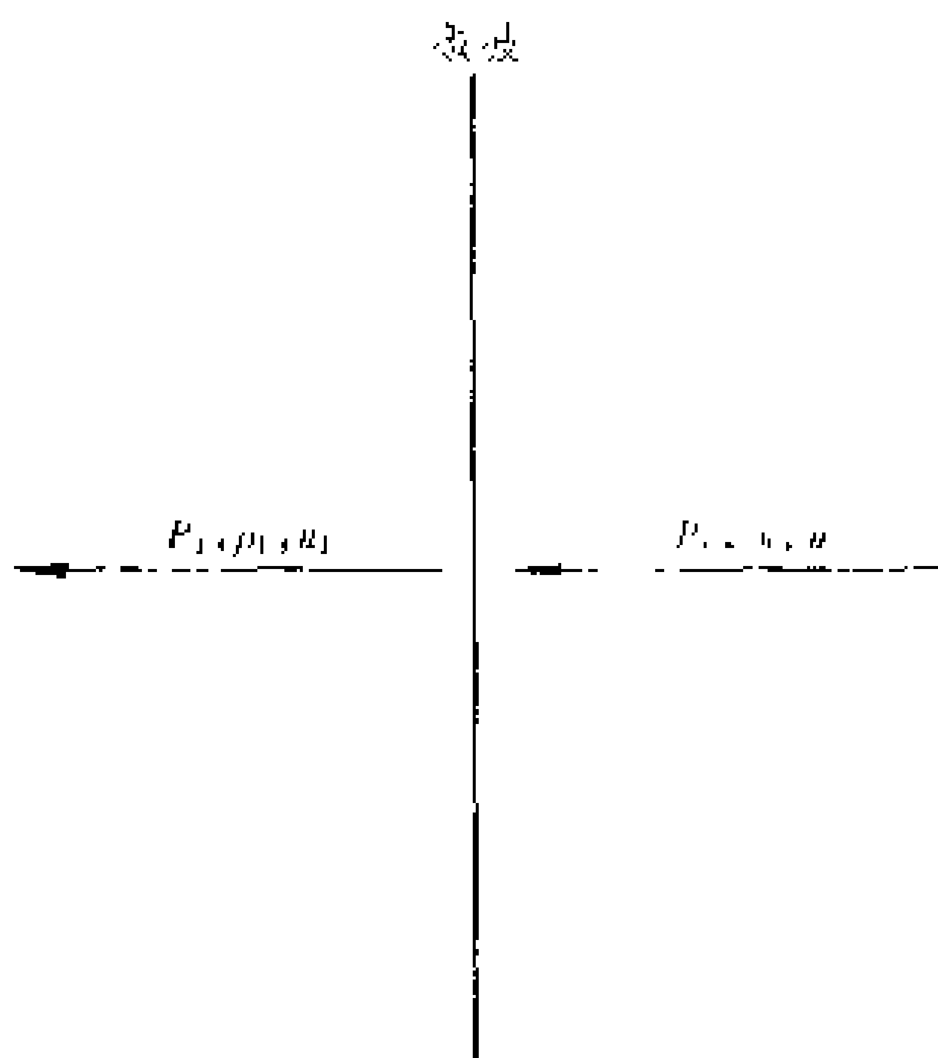


图 7.17 在激波两面流的变化，速度是相对于激波静止的参考系给出的

一般说来、作为气体动力学方程的基础的质量、动量和能量守恒定律，并未预先规定气体动力学量必须有连续性. 这些定律也可用于气体力学量有间断的区域. 这些间断称为激波. 亦即存在这样的面，在此面处压强(密度和速度)变成间断，那末该面称为激波或冲击波. 图 7.17 是激波的示意图.

利用前面给出的守恒定律，于是可写出质量守恒：

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 = \varphi\ (\text{常量}) \tag{7.66}$$

动量守恒：

$$\rho_0 u_0 u_1 - \rho_0 u_0^2 = P_0 - P_1 \tag{7.67}$$

利用(7.66)式，上式可写为

$$P_0 + \rho_0 u_0^2 = P_1 + \rho_1 u_1^2 = \zeta\ (\text{常数}) \tag{7.68}$$

能量由下式求得：

$$E_1 - E_0 = P_0 u_0 - P_1 u_1 \tag{7.69}$$

其中

$$E_0=\rho_0 u_0\left(\frac{1}{2}u_0^2+\frac{3}{2}\frac{P_0}{\rho_0}\right) \tag{7.70}$$

$$E_1=\rho_1 u_1\left(\frac{1}{2}u_1^2+\frac{3}{2}\frac{P_1}{\rho_1}\right) \tag{7.71}$$

由以上三式可得

$$\frac{1}{2}u_0^2+\frac{5}{2}\frac{P_0}{\rho_0}=\frac{1}{2}u_1^2+\frac{5}{2}\frac{P_1}{\rho_1}=\xi(\text{常量}) \tag{7.72}$$

显然，$\frac{1}{2}u^2+\frac{5}{2}\frac{P}{\rho}$ 是单位质量的总能量.

现在我们已求出以下的量，它们跨过激波面是守恒量:

$$\varphi=\rho u \quad (\text{质量流}) \tag{7.73}$$

$$\zeta=P+\rho u^2 \quad (\text{动量流}) \tag{7.74}$$

$$\xi=\frac{1}{2}u^2+\frac{5}{2}\frac{P}{\rho} \quad (\text{比总能}) \tag{7.75}$$

如果气体遵从绝热物态方程，那末局部声速 a 可写为:

$$a^2=\frac{5}{3}\frac{P}{\rho} \tag{7.76}$$

马赫数 M 可表示为

$$M=u^2\Big/\left(\frac{5}{3}\frac{P}{\rho}\right)=\frac{3}{5}\frac{u}{(\overline{u}-u)} \tag{7.77}$$

其中$\overline{u}$ 在参考速度: $\overline{u}=\zeta/\varphi$.

为了方便起见，引入一个变量 $\eta\equiv u/\overline{u}$ ，那末可写出比总能 ε_T，比内能 ε_I，比动能 ε_K，以及马赫数 M 分别为

$$\varepsilon_T=\xi/\overline{u}^2=\eta\left(\frac{5}{2}-2\eta\right) \tag{7.78}$$

$$\varepsilon_I = e/\overline{u}^2 = \frac{3}{2}\eta(1-\eta) \tag{7.79}$$

$$\varepsilon_K = \frac{1}{2}\eta^2 \tag{7.80}$$

$$M^2 = \frac{3}{5}\frac{\eta}{1-\eta} \tag{7.81}$$

应当指出 η 是小于 1 的值，$\varepsilon_I = \frac{3}{2}\frac{P}{\rho}$.

现在我们很容易求出激波两边的有关量的关系，为此将动量守恒方程

$$\zeta = P + \rho u^2$$

改写为下式

$$u^2 - \overline{u}u + \frac{3}{5}a^2 = 0 \tag{7.82}$$

这个方程有两个根，它们表示激波波前两边的速度值．若能量方程中 a 以 u 和 $\overline{u}$ 表示，则得

$$\xi = \frac{1}{2}u^2 + \frac{3}{2}a^2 = u\left(\frac{5}{2}\overline{u} - u\right) \tag{7.83}$$

亦可写成

$$u^2 - \frac{5}{4}u\overline{u} + \frac{\xi}{2} = 0 \tag{7.84}$$

对于给定的 ξ 和 $\overline{u}$（亦即 φ 和 ζ），上式的两个根分别是逆流和顺流的速度．(7.84)式是一个二次方程，其二根的和是

$$u_0 + u_1 = \frac{5}{4}\overline{u} \tag{7.85}$$

令 $M_0 = \frac{u_0}{a_0}$，$M_1 = \frac{u_1}{a_1}$ 是逆流和顺流的马赫数，由(7.77)式

$$M_0^2 = \frac{3}{5} \frac{u_0}{(\overline{u} - u_0)} \tag{7.86}$$

由上二式消去$\overline{u}$，则得

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{M_0 + 3}{4M_0^2} \tag{7.87}$$

对于强激波，$M_0 \gg 1$，由上式得

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{1}{4} \tag{7.88}$$

有时表示为

$$\boxed{u_0 - u_1 = \frac{3}{4} u_0} \tag{7.89}$$

利用连续性方程和质量守恒马上得到

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4 \quad \text{或} \quad \boxed{\rho_1 = 4\rho_0} \tag{7.90}$$

由动量方程(7.68)式，因跨过激波压强变化十分大，可忽略 P_0，于是得

$$P_1 = \rho_0 u_0^2 - \rho_1 u_1^2 \tag{7.91}$$

利用(7.90)式和(7.89)式，上式可化为

$$P_1 = \frac{3}{4} \rho_0 u_0^2 \tag{7.92}$$

因为气体是理想气体，其状态方程是

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m} \tag{7.93}$$

因此，由方程(7.91)和(7.93)式，可得激波后的温度 T_1 为

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu m}{k} u_0^2 = \frac{\mu m (u_0 - u_1)^2}{3k} \tag{7.94}$$

有时为了讨论恒星和星际介质相互作用方便起见，需将以上结果变化到相对于某一固定参考系(例如恒星在此参考系中是定态的)．设在此固定参考系中，激波的速度为 v_s，逆流速度和顺流速度分别为 U_0 和 U_1．那末，存在以下变换

$$u_0 = U_0 - v_s \tag{7.95}$$

$$u_1 = U_1 - v_s \tag{7.96}$$

通常 $v_s \gg U_0$，因此可得变换后的有关关系式：

$$\frac{v_s - U_1}{v_s} = \frac{1}{4} \quad \text{或} \, U_1 = \frac{3}{4} v_s \tag{7.97}$$

$$P_1 = \frac{3}{4} \rho_0 v_s^2 \tag{7.98}$$

$$T_1 = \frac{3\mu m}{16k} v_s^2 \tag{7.99}$$

$$e_I = \frac{3}{2} \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{9}{32} v_s^2 \rho_0 \tag{7.100}$$

$$e_K = \frac{1}{2} U_1^2 = \frac{9}{32} v_s^2 \rho_0 \tag{7.101}$$

2. 星云的运动

如前所述，热星发出的紫外辐射，光致电离星际气体，在电离时，气体温度升高，压强增大．电离气体发生膨胀．另外两种重要现象，一是年青热星的质量损失——恒星风，另一是超新星爆发．下面分述这三种过程．

(1) 光致电离星云

光致电离星云的简单模型是由氢组成的均匀云中某处“诞生”了一个年青星(大质量星)，经过较短的时间($t \leqslant 10^5$年)，该大质量年青星达到稳定，并维持约3×10^6年．恒星发射辐射能的速率和

辐射能谱的分布在此阶段近乎恒定．因此恒星产生的赖曼连续光子也是恒定的速率(S_*)．开始阶段认为很短可忽略，认为恒星是瞬时“打开”．围绕恒星形成一个电离气体球，电离和中性气体之边界的移动速度比光速小得多．电离气体球的半径是时间 t 的函数．电离气体球和中性气体间的边界很锐，当该界限运动时，称为电离波前(Ionization front，简称 I－F)．这个界限很锐有一重要结果，即 I－F 的厚度远小于电离区的尺度，从物理上考虑可看作平行平面结构．

I－F 的基本特性是它运动的速度．明确的定义一个参考系用以测定速度，那是十分重要的．在相对恒星为参考系中，围绕恒星的气体是静止的．I－F 在 t 时，相对恒星的距离为 R，在 $t+dt$，距离为 $R+dR$．图 7.18a 表示 I－F 的一段．设未受扰动的中性氢的数密度是 n_0 厘米$^{-3}$，设 J 厘米$^{-2}$秒$^{-1}$是每秒垂直落到 I－F 单位面积上的赖曼连续光子数．在 I－F 内部处处是完全电离的，因此，当 I－F 由 R 移动到 $R+dR$，有足够多的光子已到达这两个位置之间的层，在此层内的中性原子产生电离．因此，对于 I－F 单位面积．下面关系式必须满足：

$$J dt = n_0 dR \tag{7.102}$$

该式能写成为

$$\frac{dR}{dt} = \frac{J}{n_0} \tag{7.103}$$

由该式给出的速度是 I－F 相对于中性气体运动的速度．但是，我们已设气体是静止的，在此情况下，I－F 的运动速度也是相对于固定参考系的运动速度．

现在讨论电离波前的半径．为了建立 J 和 S_* 的关系，有两个效应必须加以考虑．首先，I－F 事实上为一球面，在 I－F 内的辐射场是稀释的．第二，在电离区内要发生复合，不断地形成中性原子．这些原子吸收由恒星来的向外传播的光子，进而降低 I－F 中的辐射流．由这样的要求可建立 J 和 S_* 的关系，即由恒

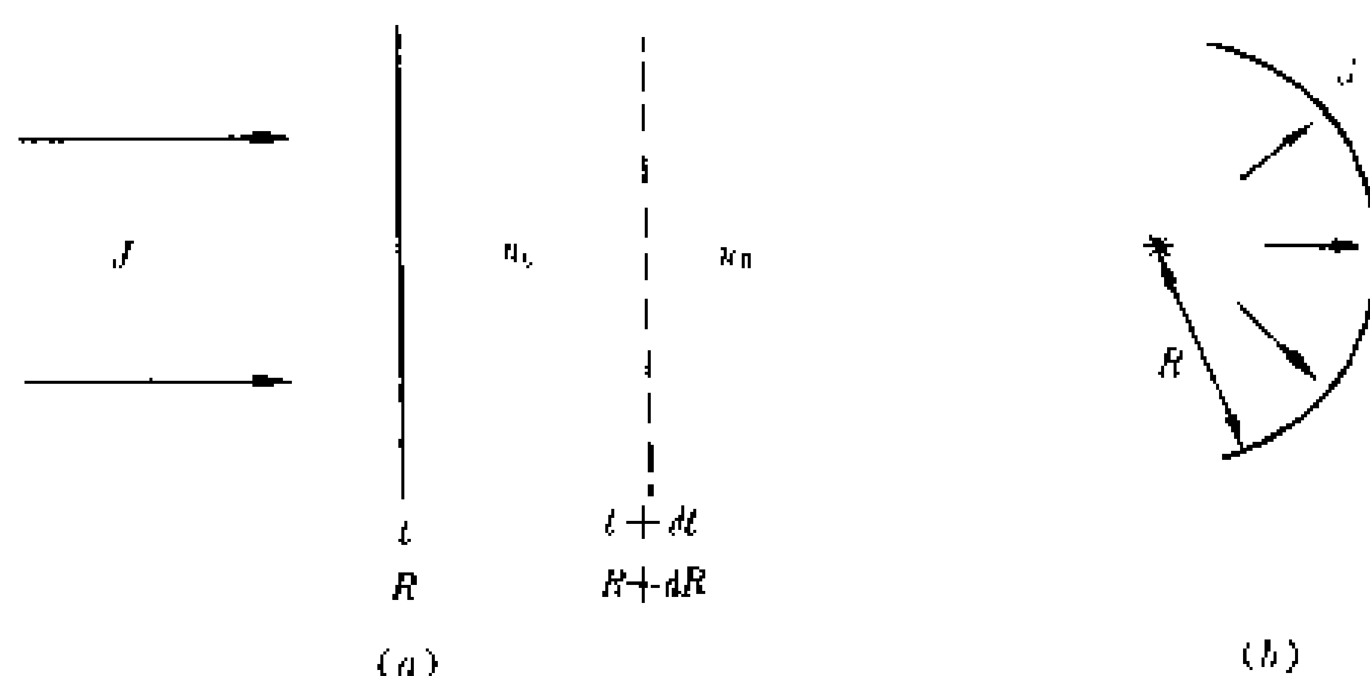


图7.18 电离波前的几何结构. a) 平行平面 . b)球面

星发出光子的速率等于到达 I－F 的速率加上被中性原子吸收的速率，我们设电离平衡成立，那末该条件可写为

$$S_* = 4\pi R^2 J + \frac{4}{3}\pi R^3 n_0^2 \beta_2 \qquad (7.104)$$

此处 β_2 为复合系数. 于是 J 由下式给出

$$J = \frac{S_*}{4\pi R^2} - \frac{1}{3} R n_0^2 \beta_2 \qquad (7.105)$$

由(7.103)和(7.105)式可给出 I－F 的运动速度.

$$\frac{dR}{dt} = \frac{S_*}{4\pi R^2 n_0} - \frac{1}{3} R n_0 \beta_2 \qquad (7.106)$$

显然，$\frac{dR}{dt}$ 随着 R 的增大而下降. 利用上式可求出斯特隆根球的半径 R_s:

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{S_*}{n_0^2 \beta_2} \right)^{1/3} \qquad (7.107)$$

与氢的复合相对应的特征时间为t_R

$$t_R = 1/(n_0\beta_2) \qquad (7.108)$$

由以上二式可定义以下无量纲的量：

$$\lambda = R/R_s, \quad v_R = R_s/t_R$$

$$\tau = t/t_R \qquad \dot{\lambda} = \left(\frac{dR}{dt}\right)/v_R \qquad (7.109)$$

(7.105)式的无量纲形式为

$$\dot{\lambda} = \frac{1}{3}(1-\lambda^3)/\lambda^2 \qquad (7.110)$$

它的解为

$$\lambda = (1-e^{-\tau})^{1/3} \qquad (7.111)$$

通常计算时所用数值如下：

$S_* = 10^{49}$/秒 ，$\beta_2 = 2\times10^{-19}$米^3/秒 $= 2\times10^{-13}$厘米^3/秒

$t_R = 5\times10^{18}n_0^{-1}$秒，$R_s = 2\times10^{24}n_0^{-2/3}$厘米

$v_R \sim 4\times n_0^{1/3}$ 千米/秒，$n_0 = 10^{12}$厘米$^{-3}$.

(2) 星风对星际气体的影响

由观测非常亮的热星的光谱可知，这些星从其表面连续地抛射物质而损失质量．这种质量损失称为星风．星风产生的机制已有许多研究，此处仅限于讨论星风与星际气体的相互作用．

关于恒星的质量损失有几个重要参量：风速极高($v_* \sim 2000$km/s)，质量损失率不随时间变化($\dot{M}$ = const)，我们取$\dot{M}_* \sim 10^{-6}M_\odot$年$^{-1}$．星风的机械能以风的形式输出功率 $\dot{E}_* = \frac{1}{2}\dot{M}_* v_*^2 \sim 10^{29}$J · s^{-1} $= 10^{36}$erg · s^{-1}．紫外光子输出率为10^{49}s^{-1}，相应的功率为$\sim 10^{31}$ J · s$^{-1} = 10^{38}$erg · s^{-1}．这个量比机械能输出功率大几个量级，这是由于紫外光子转换为气体动能的效率很低．

星风以高速推动星际气体，该速度是超声速的．星风象活塞作用一样，在星际气体马上形成激波．此时星风本身便慢下来．

星风与星际气体相互作用的示意图如图 7.19 所示，共有四个区和三个界面。各区的性质简述如下。

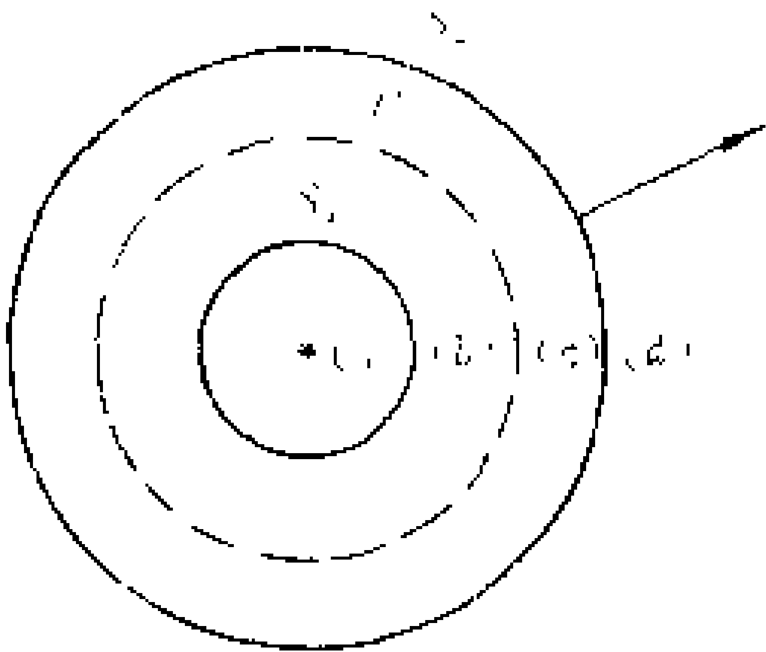


图 7.19 星风与星际气体的相互作用

区域 a 是由以速度 $v_s\sim$ 2000km·s^{-1} 运动的未产生激波的星风所占据。当它进入激波S_1，激波 S_1 转换星风的部分能量成为热能。

区域 b 是包含激波的星风气体。由于该激波的马赫数很高，激波很强，激波后的气体的温度((7.94)式)为

$$T_s=\frac{3}{32}\frac{m_H v_s^2}{k}\approx 4\times 10^7\mathrm{K} \qquad (7.112)$$

在利用上式时，已设 S_1 的运动速度$\ll v_s$(以恒星为参考系)。这往往是一个很好的近似。与此气体相对应的声速很高～ 600 千米/秒。这个热气泡膨胀并驱动激波壳层(区域 c)。由于热气泡对周围物质作功而损失能量，其运动速度慢下来。

星风的几何稀释，使得它的密度，既使产生激波，也是低的。因此要冷却需要的时间很长，以致可以忽略。因为该区膨胀速度远小于声速，该区的能量几乎全为热能。又因它不易冷却，它不能有大的压缩，因此该区在空间上是延伸的。

区域 c 是激波 S_2 通过的气壳. 在该区辐射冷却很有效. S_2 的温度远低于 S_1 的温度, 该区域的冷却率等于恒星的辐射场所产生的光致电离率, 因此它具有典型的 HⅡ区的特征. 由于该区很薄, 所以压强近于不变的常量, 因此, 在 S_1 和 S_2 之间具有均匀的压强. 界面 C 是一个间断面, 它将产生激波的星风和产生激波的星际气体分隔开来. 穿过该界面, 气体的密度、温度等物理量发生间断, 但压强不变. 这意味着无物质流跨过此界面, 通常称它为接触界面或相切间断面.

区域 d 是周围的电离气体. 作为第一近似, 可认为它们是静止的.

(3) 超新星爆发对星际介质的影响(超新星遗迹)

在§ 5.9 节中, 我们看到, 超新星爆发是恒星世界中最激烈的爆发事件. 它向星际空间抛射大量物质, 其速度近于 0.1 c(光速). 抛射物质的能量约为 10^{50} — 10^{51} 尔格.

研究超新星爆发与星际介质相互作用最简单的模型是认为在密度为 n_0 的均匀星际介质中某一点突然释放很大能量 E_*(~10^{50} — 10^{51}尔格). 显然, 这些能量的沉积, 使靠近爆发星的星际气体加热, 温度和压力都变得很高, 于是它将膨胀. 若暂时忽略星际气体的热状态(电离或中性), 膨胀速度是超声速的. 于是马上形成激波并传向星际介质, 且扫过星际气体. 应注意现在只有一个由压力驱动的激波.

设此激波 S 的半径为 R, 运动速度为 $\dot{R}$. 激波初始速度 $\dot{R}$ 很高但当气泡膨胀时速度便下降. 超新星爆发与星风不同, 它周围的气体密度低. 在此情况下激波以远大于声速的速度传播.

现在讨论超新星爆发后形成的膨胀气泡的半径和运动速度, 亦称能量守恒相(阶段).

由于辐射而损失能量, 因量小可以忽略. 能量守恒要求激波过后的气体的总能量(动能和热能)等于爆发的能量 E_*.

在本节第一部分中我们曾看到, 强激波后的单位质量动能和

热能相等且由下式给出(参看(7.101)式):

$$e_T = e_K = \frac{9}{32}\dot{R}^2 \tag{7.113}$$

上式中激波的速度为半径对时间的导数，因为激波前的气体认为是静止的．作为近似，我们设膨胀泡内各处的气体的比能由(7.113)式给定．在密度为 ρ_0 的泡内的气体的总能量 E_T 为

$$E_T = \frac{4}{3}\pi R^3\rho_0(e_T + e_K) = \frac{3}{4}\pi n_0 m_H R^3\dot{R}^2 \tag{7.114}$$

因为

$$E_T = E_* \tag{7.115}$$

由以上二式给出膨胀泡的边界的运动方程式

$$R^3\dot{R}^2 = \frac{4}{3\pi}\frac{E_*}{\rho_0} \tag{7.116}$$

由于膨胀泡起始时半径很小，我们可取 $t \to 0$ 时，$R \to 0$，作为(7.116)式的边界条件．因此(7.116)式的解为

$$R = \left(\frac{25}{3\pi}\right)^{1/5}\left(\frac{E_*}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{2/5} \tag{7.117}$$

于是，其运动速度为

$$\dot{R} = \frac{2}{5}\left(\frac{25}{3\pi}\right)^{1/5}\left(\frac{E_*}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{-3/5} \tag{7.118}$$

可以进一步证明超新星遗迹(膨胀泡)的半径与速度的关系为

$$R = \frac{5}{2} v_s t \tag{7.119}$$

以及温度与 t 的关系:

$$T(t) = 1.45\times 10^{-9}\dot{R}^2 - 6.5\times 10^{20}\left(\frac{E_*}{\rho_0 n_0}\right)^{2/5} t^{-5/6}\mathrm{K} \tag{7.120}$$

现在我们讨论超新星遗迹(简称SNR)的壳层的半径和运动速度，亦称动量守恒相(阶段).

由(7.118)式可证明，激波速度随时间 t 而减小. 由于激波过后的温度与速度平方成正比，所以温度亦随时间 t 而下降. 随着温度下降，由辐射产生的冷却率则升高，最后由辐射冷却引起激波过后的气体的温度下降率大于因膨胀引起的温度下降率. 该气体力图降低压力但被非常热的内部气体推挤而成激波. 这一挤压使密度增加，结果冷却率进一步增加. 这种冷却具有突变性且形成一个激波后的薄壳. 薄壳仅包括星际气体的一部分. 我们简单分析一下超新星遗迹壳层的运动，设这壳层扫过星际气体而动量守恒，这一阶段称为动量守恒相，亦称辐射损失相. 该简单模型称为雪耙模型(Snowplough model)

当辐射能大于超新星爆发初始能 E_* 的一半时，即，$\int\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_R dt \geqslant \frac{1}{2}E_*$，超新星遗迹便进入这一演化阶段.

超新星遗迹的壳层是如此之薄，以致可用 R 代表它的半径，$\dot{R}$ 决定它的运动. 由动量守恒要求下式成立:

$$\frac{4}{3}\pi R^3\rho_0\dot{R}=\mu_0(\text{常量}) \tag{7.121}$$

设该壳层是在 t_0 时瞬时形成的，当 $R=R_0$ 时，$\dot{R}=\dot{R}_0$.
因此

$$\mu_0=\frac{4}{3}\pi R_0^3\dot{R}_0\rho_0 \tag{7.122}$$

将(7.121)式积分，得到

$$R=R_0\left[1+4\frac{\dot{R}_0}{R_0}(t-t_0)\right]^{1/4} \tag{7.123}$$

和

$$\dot{R}=\dot{R}_0\left[1+4\frac{\dot{R}_0}{R_0}(t-t_0)\right]^{-3/4} \tag{7.124}$$

对于足够长的时间，即 $t \gg \frac{R_0}{R_0}$，$R \propto t^{1/4}$，$\dot{R} \propto t^{-3/4}$，这是动量守恒的特征．与能量守恒相比，即

$$R \propto t^{2/5}$$
$$\dot{R} \propto t^{-3/5}$$

可以看出，在动量守恒阶段，超新星遗迹的半径增加更慢，速度下降更快．

参量 t_0、R_0 和 $\dot{R}_0$ 称为演化相变点．它们的计算很复杂，有人用自模解加以计算．粗略说 $\dot{R}$ 为每秒几百千米．

我们作一些数值估计，取 $E_* = 10^{44}J = 10^{51}\mathrm{erg}$，$n_0 = 1/$厘米^3，由方程(7.117)和(7.118)式得到，$R \sim 3.6\times 10^{-4}t^{2/5}\,\mathrm{pc}$，$\dot{R} \sim 4.4\times 10^{9}t^{-3/5}$ 千米/秒，此处 t 以秒为单位．若转变点(相变点)的速度，$\dot{R}_0 \sim 250$ 千米/秒，那末该点的时间 t_0 和半径 R_0 分别为 39000 年和 24 秒差距．在这段时间内，超新星遗迹所扫过的星际物质约为 $1400M_{\odot}$，它比爆发时抛射物质大几个数量级．

超新星爆发能量转为星际介质的动能是很有意义的问题，它涉及星系的演化等重要课题．在雪耙模型中，爆发能表现为动能的部分为 g：

$$g \approx \frac{2\pi}{3E_*}\rho_0 R^3\dot{R}^2$$

此处已设雪耙扫过的物质质量等于冷却壳层的质量．利用(7.123)式和(7.124)式，在足够长的时间内，g 为

$$g \approx \frac{4^{1/4}\pi}{6E_*}\rho_0 R_0^{15/4}\dot{R}_0^{5/4}t^{-3/4}$$

若仍用前面的 t_0、R_0 和 $\dot{R}_0$ 的值，那末 $g \approx 0.6\left(\frac{t_0}{t}\right)^{3/4}$．例如，

若 $\dot{R}=10$ 千米/秒，那末，$t/t_0\approx 44$，所得能量转换效率仅为4%，这是相当低的．图7.20是超新星爆发到超新星遗迹各阶段能量的关系．在最初阶段，辐射能仅占爆发能的1%，大部分辐射能也被俘获在超新星包层内，在推动膨胀壳时作功而损失能量．因此，超新星爆发后几个月，大部分爆发能变为膨胀壳层的动能．这阶段称为自由膨胀相．当膨胀泡扫过的星际物质质量与其本身质量差不多时，周围气体的影响变得很重要．这段时间可由几百年到几千年，这是前面讨论的能量守恒相，亦称绝热膨胀相，有时又称谢多夫(Sedov)相，因谢多夫求出了自模解，现在我们观测到的超新星遗迹(参看§7.3)大都处于该相．

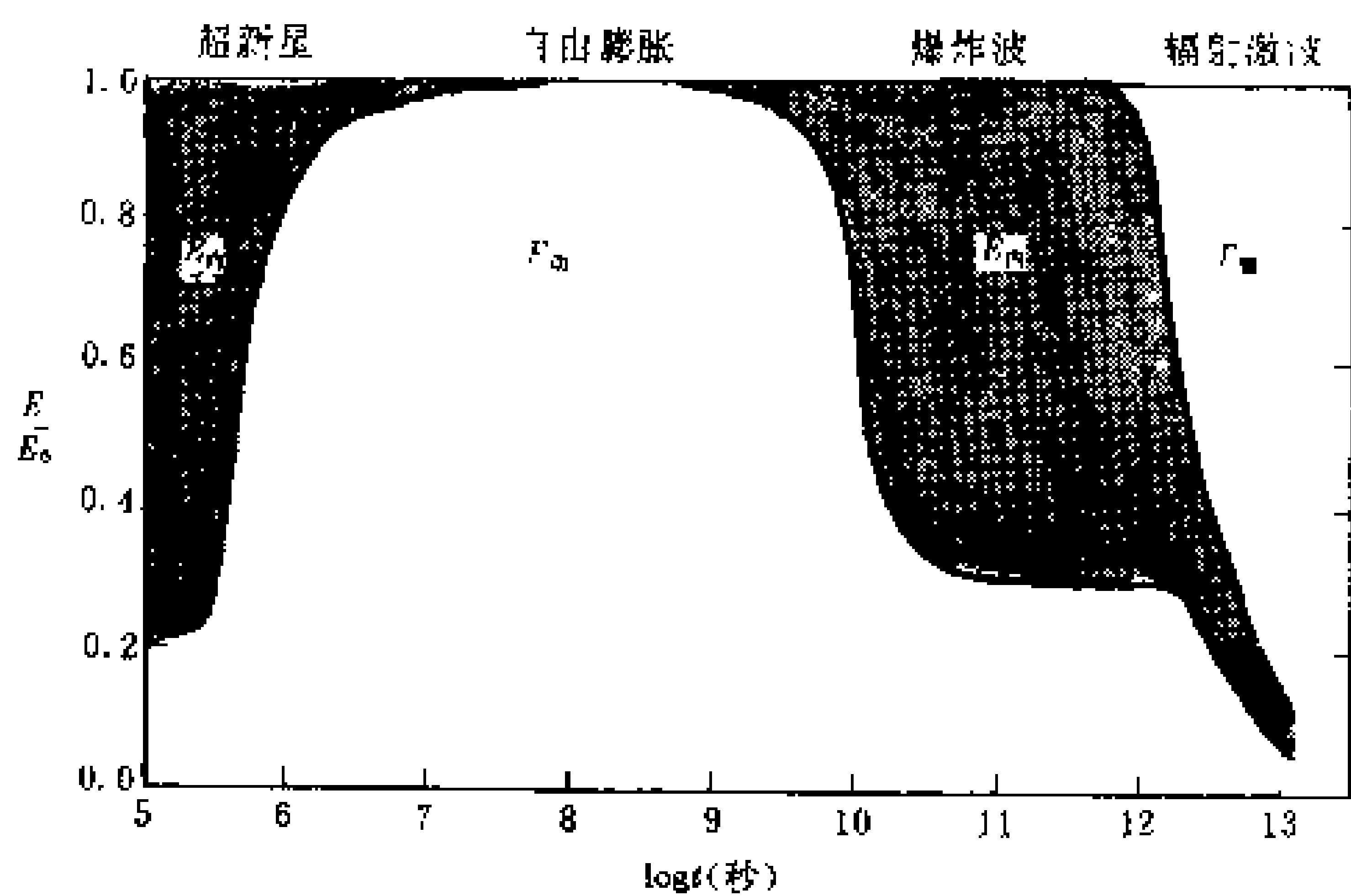


图7.20 超新星遗迹在各阶段能量的表现．$E_0\sim 10^{51}$ 尔格．E_{int}——内能，E_{kin} 是动能，E_{rad} 是辐射能(选自契瓦里埃 chevalier)

超新星是银河系内的重要能源，星云要通过辐射损失能量，超新星爆发为星际云提供足够多的能量．特别重要的是超新星遗迹通过它的激波向星际介质提供热能．超新星爆发后可加热很大体积范围内的星际介质，超新星提供的能量促进了星系冕的形成．现在大家认识到，研究星际介质必须包括超新星爆发，超新星遗迹又为研究星际介质各种物理过程提供了好的"实验室"．随着观测

技术的改进，超新星遗迹将对天体物理基本过程提供更多信息.

§7.7 恒星和星际物质的相互作用

本章已论述了恒星对星际介质的表观有重要作用. 在恒星的生与死时对星际介质的相互依赖更引人注目.

1. 恒星的死亡

恒星走向死亡时通过几种重要方式影响星际介质. 有很多观测证据表明，恒星演化到晚期通过恒星风流出大量的气体. 对晚型的巨星和超巨星，由红外观测证明伴随着质量流有尘埃，这些尘埃必然由气体中的重元素凝聚而成，它既可在恒星大气中反常的冷区形成也可在恒星风膨胀时冷却气体时形成.

何种尘埃被形成似乎取决于恒星大气中的碳和氧是否相对的更丰富. 碳和氧力图结合成稳定的一氧化碳 CO. 一旦该过程被完成，它们就同其他元素的原子或它本身的原子形成分子. 某些这类分子，例如含硅的成分，它们能凝聚成小的固态微粒，就像在烛焰中的煤烟. 正常M 型超巨星中氧是更丰富，理论上预言硅酸盐应是尘埃的主要成分. 对于碳星碳是更丰富的元素，理论上预测这里尘埃应是硅碳化合物或者石墨.

红外观测表明尘埃颗粒既可在新星爆发的气壳中形成，亦可在行星状星云中形成. 有人论证了在超新星爆发的抛射中可形成含有某些丰富元素的同位素的尘埃. 因此，恒星死亡时不仅丰富了星际物质中的重元素，而且使恒星之间存在的星际气体更加"污染".

走向死亡的恒星为星际介质也提供了很多力学搅动，星际介质呈现为成团性(图 7.21). 最激烈的事例是超新星爆发. 天文学家早就认识到，超新星爆发抛射出的物质将压缩星际介质并将其挤压成一薄壳层，正如推雪耙推雪一样，这称为雪耙模型(图7.22).

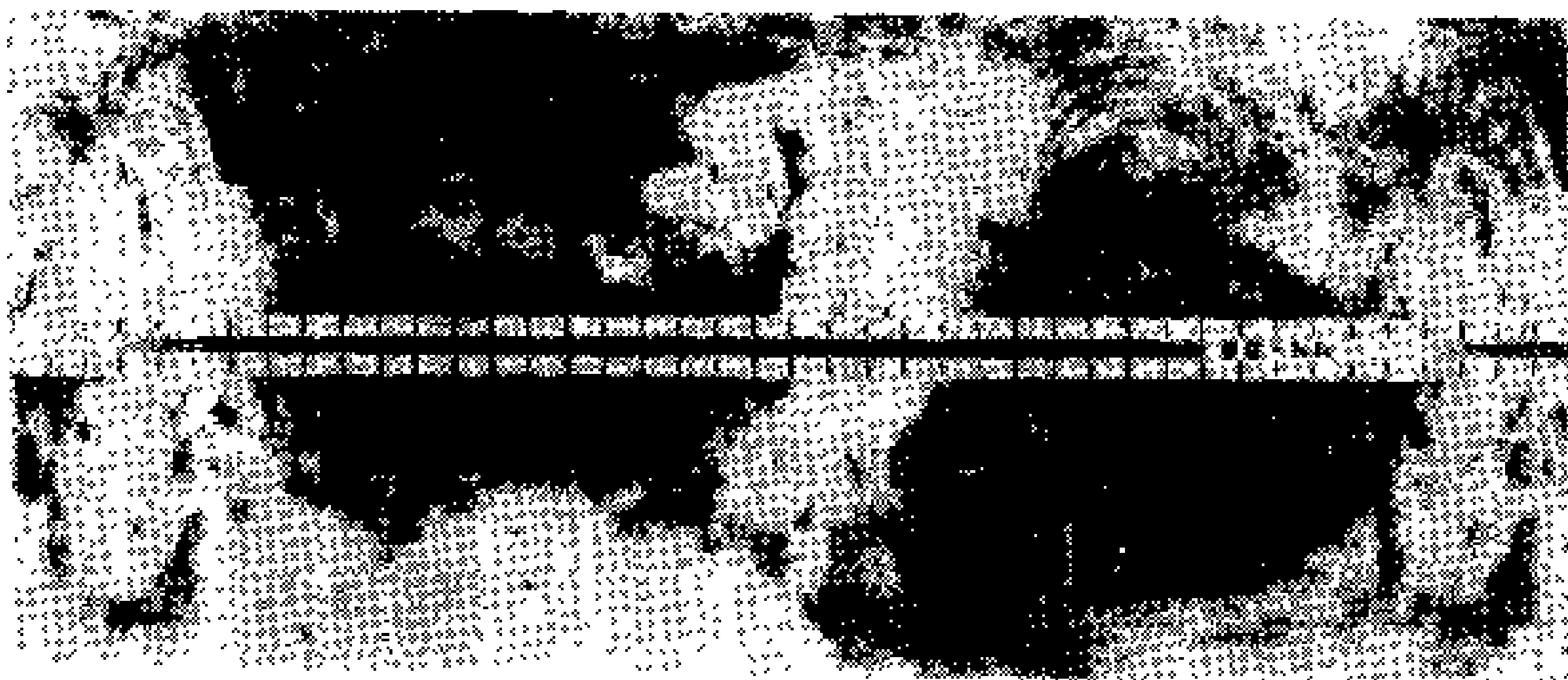


图 7.21 H原子沿银经的分布

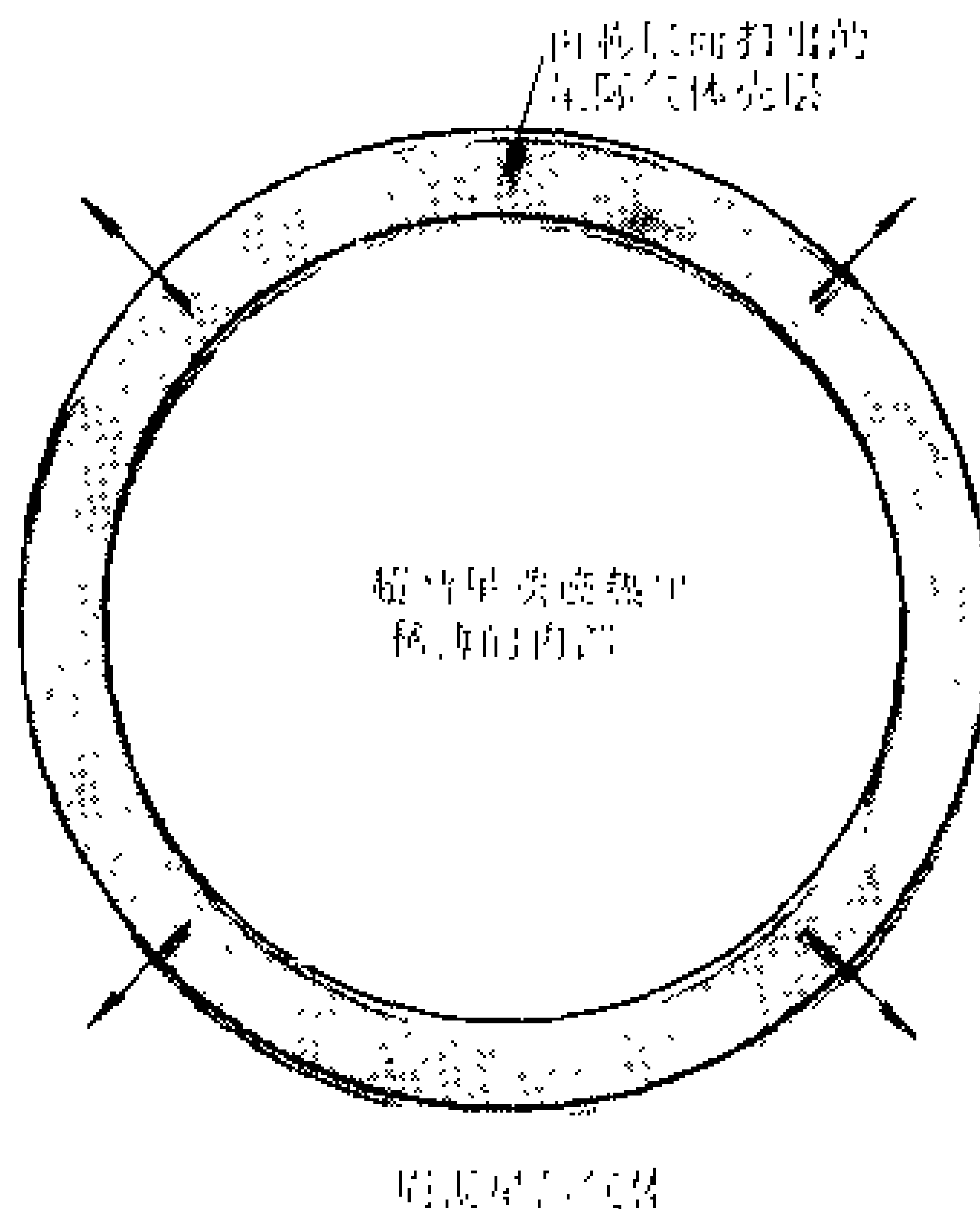


图 7.22 超新星遗迹演化到后期，辐射相

在超新星爆发中可对周围星际介质提供动量，或许像在星际云中看到的或然速度．

雪耙模型中，原来爆发时的许多动能转变为热能，它又在激波后的薄的壳层中以辐射形式逐渐释放掉．因此，一旦超新星遗迹

演化到雪耙阶段(辐射相)，它加速星际介质的效率便不高. 详细的计算表明，由于激波过后的星际气体的辐射冷却而形成的薄而密的壳层，是以前存在的星际介质的密度和相联的星际云的性质很敏感的函数. 如果中间介质的密度是低的，辐射相便产生较迟，由爆发产生的爆炸波的热的内部，在它消失前可延伸到很大的半径. 研究表明，在一定条件下，相邻的超新星遗迹可以相重迭和吞并其热的内部，从而形成云际的高温(10^6K)介质. 银河系中存在包含低密的"冕气"的很大的区域，或称为超泡，星际空间有多大部分被它们占据还不太肯定.

2. 恒星的诞生

我们的银河被认为存在了10^{10}年以上；银河系中存在O型星，它们在主星序寿命约为3×10^6年. 大质量星(如猎户座中参宿七，βOri)的形成在银河系中是一个在进行的过程. 射电天文学家发现O、B星往往由密的气体云和尘埃所包围，从而证实了前面的论证. 一颗亮而热的恒星突然出现在H_2云和HI气体云中，必然对该系统产生巨大的变化. 靠近这颗星的密的氢气将完全被电离，形成致密的HII区(图7.23). HII区将比周围的气体(H_2或HI区)有更高的温度，可能有较高的密度. 马上或稍后，HII区的更大的热压将使它膨胀到包围它的周围的气体中，其速度与HII区的热运动速度差不多. 这种膨胀提供了另一种机制，从而使星际气体受到速度约为10千米/秒的推压. HII区膨胀到周围的区域时，产生引力不稳定，使得气体坍缩形成新的O、B型星.

光学和红外观测已提供了证据，在巨分子云复杂体中，低质量的恒星也在形成. 这可追溯到四十年代发现了金牛T型星(T Tau). 这些星有其特点.

(1)T Tau星镶嵌在密的气体和尘埃中，发现T Tau星的暗星云中往往包含着特殊的亮星云，即所谓阿罗－赫比格天体(Haro

-Herbig Object)，它被认为是收缩中的原恒星.

(2) T Tau 星的光谱通常有强的发射线，该性质可认为它存在强烈的色球活动.

(3) T Tau 星的光谱可证明存在很强的恒星风，这也是存在强烈的色球活动的一个标志.

(4) T Tau 星的亮度在几小时内反复无常地变化，原因不详.

(5) T Tau 星的大气中含有大量的锂元素，锂是在恒星内部核反应中形成的，这也证明在该星表层有活动且表明它是极年轻的星.

说明 T Tau 星是年青星的直接证据可由它们在赫罗图上的位置看出．近来已对T Tau 星绘出了赫罗图．从观测上说，很难确定有效温度(由于T Tau 星光谱特殊)和热亮度(因为光学辐射流应加上红外辐射流)．由图 7.24 可见，几乎所有 T Tau 星都位于星族 I 的零龄主星序曲线之上，这说明这些星非常年轻，它们由星际介质收缩形成不久.

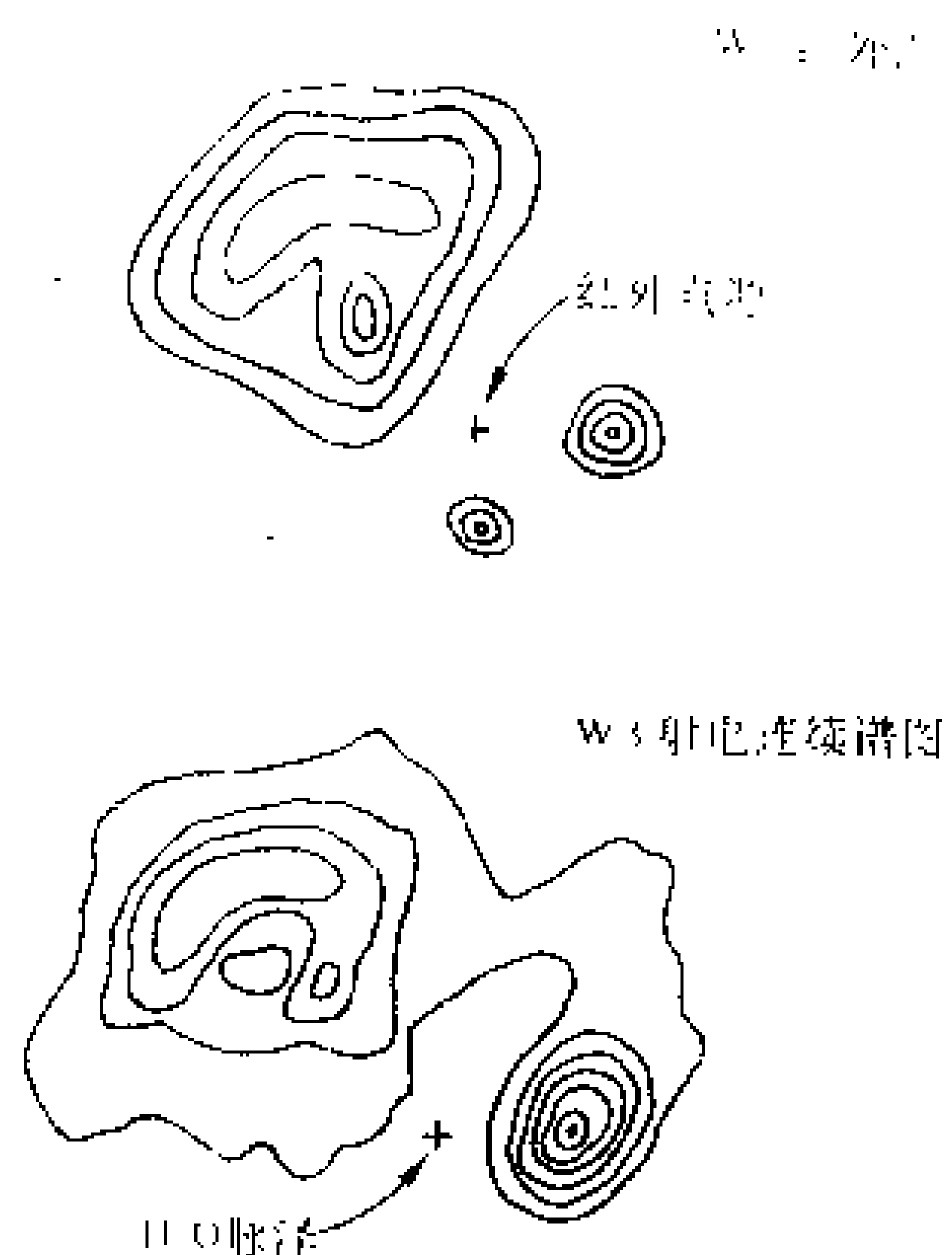


图 7.23 HⅡ区 W3 的红外和射电连续谱的图的比较

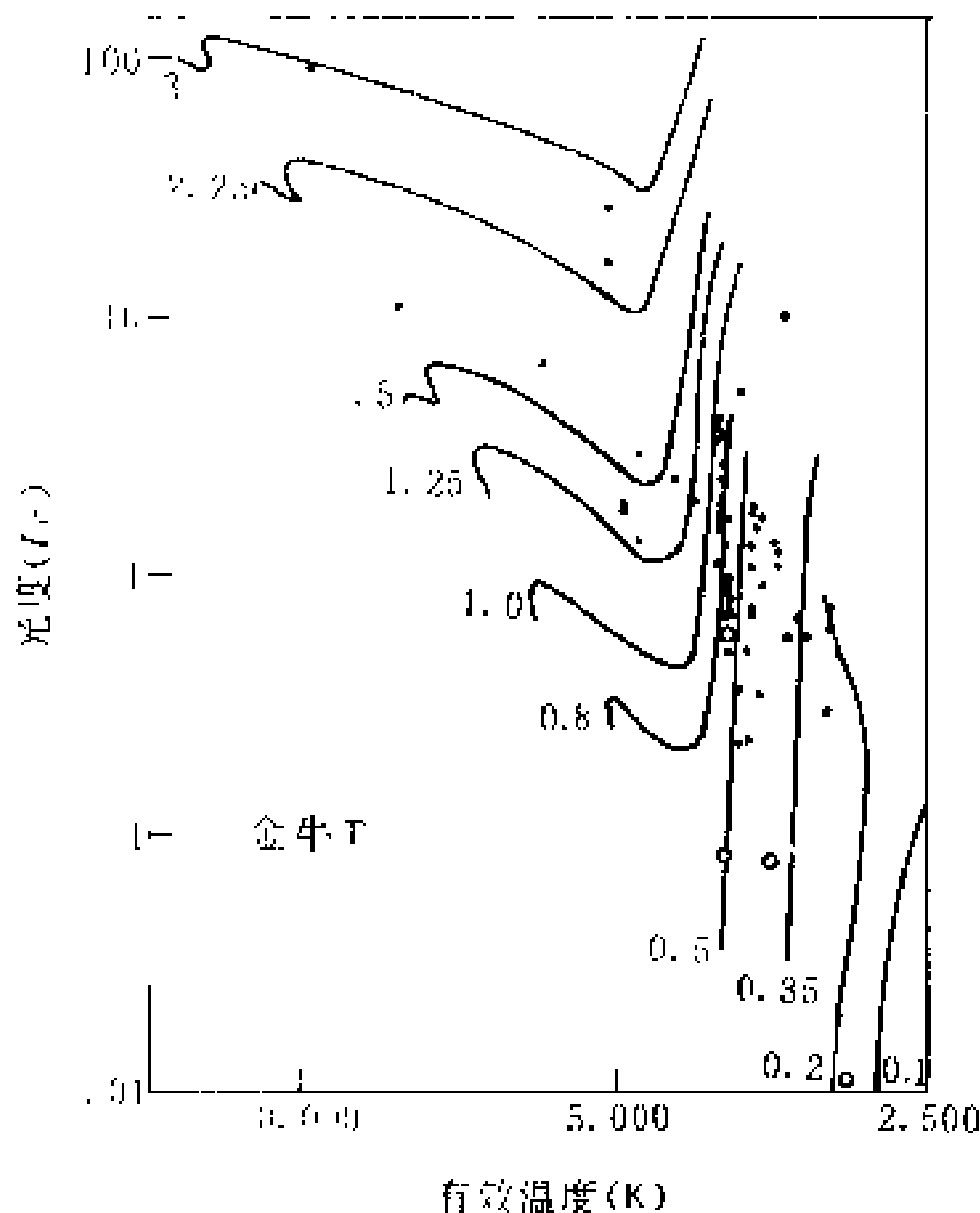


图 7.24 T Tau 星的赫罗图，图中曲线表示主序前的演化迹

恒星一生中早期阶段的图象需要仔细研究．为简单起见，设想质量为 M 的球形气团，当气体和尘埃对气体自身的辐射是足够透明时，气团的温度近乎维持恒定在 10K．当该气团受到某一外压力 $P_{外}$ 压缩时(由某种非确定的方式增加压力)，它的体积便缩小．当气体团体积很大时，可认为它是理想气体，随着 V 的减小，自引力便越来越重要．通过某一临界半径后，自引力变得更强，体积 V 的进一步减小不需要 $P_{外}$ 再增加(图 7.25)．通过该点后，气团成为动力学不稳定的，进而产生坍缩．

由维里定理知道，对形成平衡的系统，满足 $2U+W=0$，U 和 W 是气团的热能和自引力能，对于一个由外界压力 $P_{外}$ 所限制的气体球，方程的右端不为零，而应等于半径 r 和表面积 $4\pi r^2$ 及外压力 $P_{外}$ 的乘积，即

$$2U+W=4\pi r^3 P_{外} \tag{7.125}$$

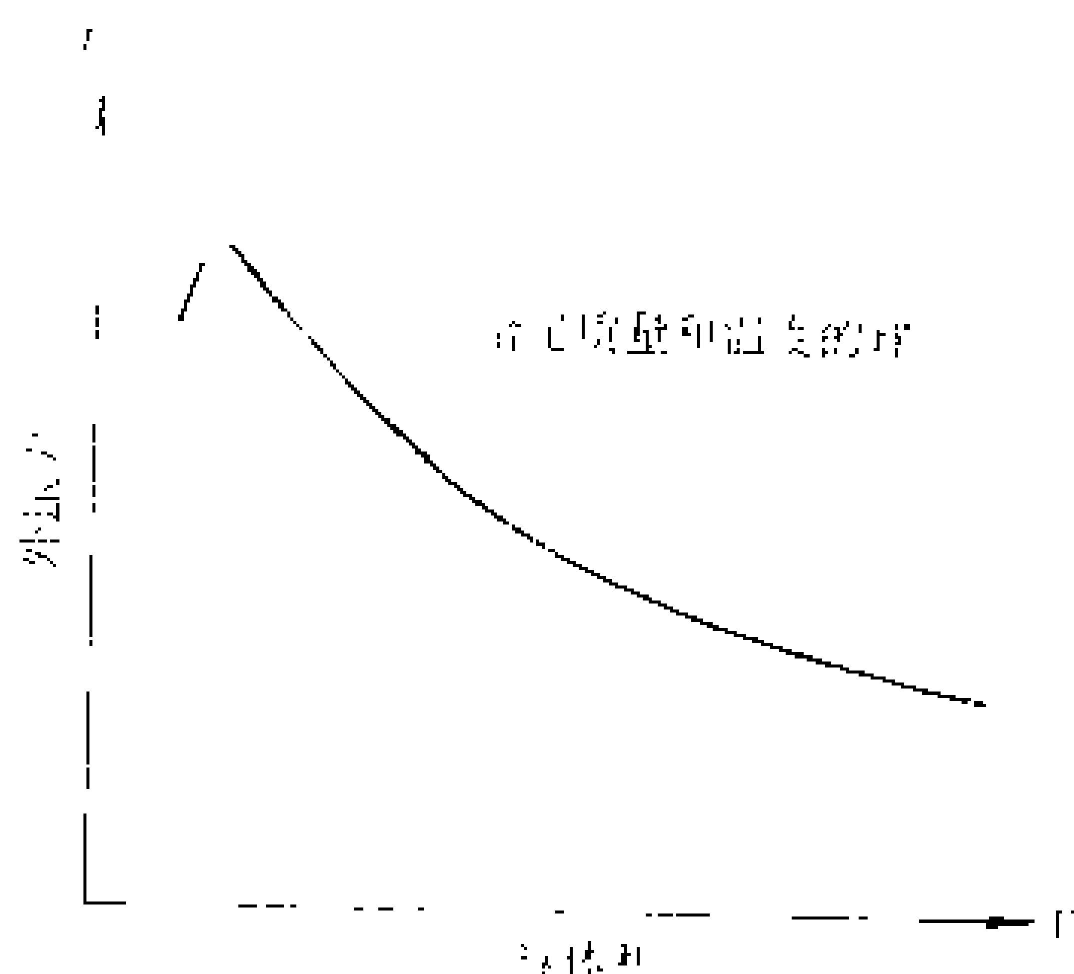


图 7.25 等温气体球的体积和外压力之关系

对于等温非简并的气体，$U=\frac{3}{2}NkT$，此处 N 为星云的总粒子数．对于总质量为 M 和分子量为 m 的气体，$N=M/m$．星云的自引力能 W 可以表示为 $W=-\alpha\frac{GM^2}{r}$，此处 α 是数值近于 1 的纯数字．由 $V=\frac{4\pi}{3}r^3$ 消去 r，那末维里定理可写为

$$P_{外}=\frac{MkT}{mV}-\frac{\beta GM^2}{V^{4/3}} \tag{7.126}$$

此处已用了 $\beta=\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1}{3}}\frac{\alpha}{3}$．若定义无量纲的体积 v 和压力 p 如下：

$$v=V(GMm/kT)^{-3}$$
$$p=P_{外}[G^3M^2(m/kT)^4]$$

可以证明(7.126)式可变为

$$P = \frac{1}{v} - \frac{\beta}{v^{4/3}} \tag{7.127}$$

若设 $\beta = 0.45 =$ 常数，画出 P 和 v 的图，可以看到当 $v = 0.22$ 时，P 有一个极大值．于是可得出 $P_{外}$ 和 V 的临界值为：

$$\begin{aligned} P_{外} &= 1.1 M^{-2} G^{-3} \left(\frac{kT}{m} \right)^4 \\ V &= 0.22 \left(GMm/kT \right)^3 \end{aligned} \tag{7.128}$$

气体中心密区动力学塌缩过程进行很快．在很多情况下，密的中心区力图从几乎是流体静力学的外部区向内下落而形成不透明的核．当核变得足够不透明时，由压缩所产生的热不再像塌缩时那样快地辐射出去．核的下落在强激波中加以制动．经过某些变迁之后，在气团中心形成一静力学平衡的天体，称为原恒星(图7.26)．该原恒星的初始质量可能仅为 $10^{-3} M_{\odot}$，但它慢慢地吸积它周围的气体和尘埃落到星核上去．这个吸积相由原恒星发展到恒星的质量所需的时标为 10^4 到 10^6 年，这取决于触发坍缩的初始条件．处于吸积阶段的该系统的结构和动力学，对于一个理想的球形塌缩问题已完成了计算，它由内向外的性质可归结为：

(1)流体静力学的核、原恒星；

(2)一辐射激波，它决定了核的表面和下落到表面的物质流，并加以制止；

(3)无尘埃区，来自辐射激波向外传播的光子加热气体达到高温，从而使尘埃被破坏；

(4)一个由下落物质组成的不透明的尘埃壳层，它将向外传输的光子转化为红外光子；

(5)一个充满尘埃的"伪光球"，在此处红外光子已衰减为这样的长波，以致这些波长的光子几乎自由地飞出周围下落的云．

在原恒星吸积阶段，中心原恒星对光学天文学家看来，由于尘埃的掩遮而看不清；红外天文学家仅能观测到由充满尘埃的“伪光球”发出的辐射．对足够热而亮的中心原恒星，无尘埃外边有一完全电离的 HⅡ区，射电天文学家可观测到一个极端致密的 HⅡ区．关于低质量原恒星吸积物质的理论结构图如图 7.26 所示．

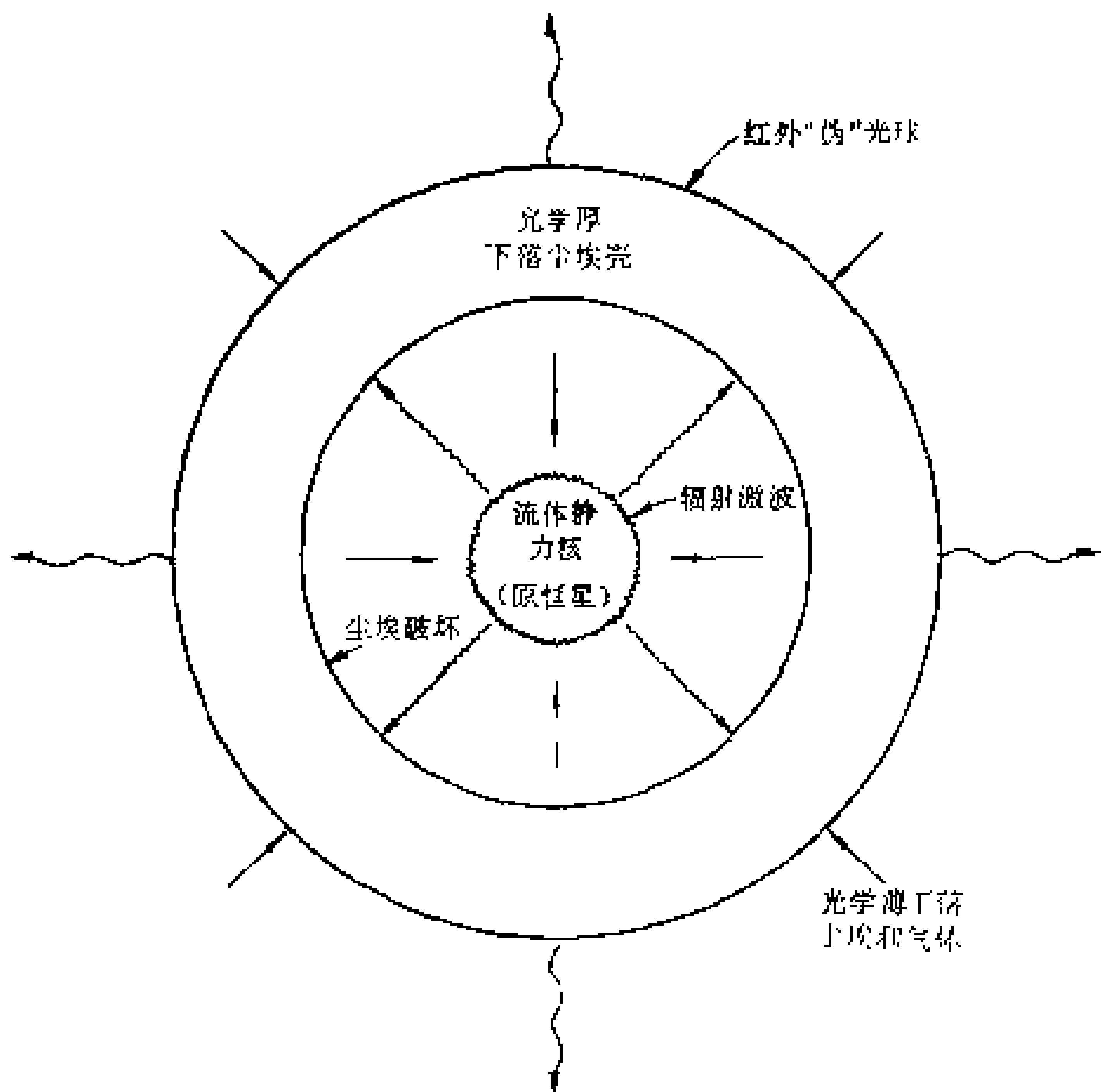


图 7.26　低质量原恒星吸积物质阶段的理论结构图

总之，星际介质对光学天文学家来说是最麻烦的部分，现在它已变为现代天文学的重要分支．星际空间的物质是极稀薄，辐射场极稀释，所形成的局部物理条件是远离热动平衡．这一事实既引起人们研究星际介质的兴趣又提出了挑战．在此最重要的天文课题是星际介质和镶嵌于其中的恒星的相互作用．实际上，恒星的诞生、存在和死亡主要是使恒星间的物质处于活动的搅拌之中；

反之，星际物质俘获了由恒星死亡前抛射出的重元素，当气体和尘埃变密和冷却到足以自引力起作用时，又形成含有丰富物质的新的恒星和行星．在此我们又看到引力和热力学第二定律之间的相互影响．

第八章　银河系和河外星系

在宇宙的大尺度结构中，星系占有中心地位；因而在讨论宇宙时，一定要先讨论观测到的星系的特性。

—— M. 戴维斯：《天体物理前沿》1989

活动星系的认识已改变了我们的宇宙观，星系中有剧烈的活动，这一惊人而确凿的发现，使我们认识到原来自己是居住在“激烈的宇宙”中。

—— 徐遐生：《物理宇宙》1982

§8.1 银河系

1. 概貌和基本参量

我们地球和太阳所在的恒星系统，是一个普通的星系，因其投影在天球上的乳白亮带——银河而得名。现代“galaxy”这个词来自希腊的词"milk"。银河系是一个透镜形的系统，直径约为 25 千秒差距(kpc)，厚度约为 1—2 千秒差距。它的主体称为银盘。高光度星、银河星团和银河星云组成旋涡结构迭加在银盘上。银河系中心为一个大质量核球，长轴约为 4—5 千秒差距，厚 4 千秒差距。银河系为直径约 30 千秒差距的银晕笼罩。银晕中最亮的成员是球状星团。银河系整体作较差自转。太阳在银道面以北约 8 秒差距处，距银心约 8.5 千秒差距(在 1985 年前采用 10 千秒差距)。图 8.1是银河系全景图，它是由许多照片拼成的。图 8.2 是银河系的示意图。

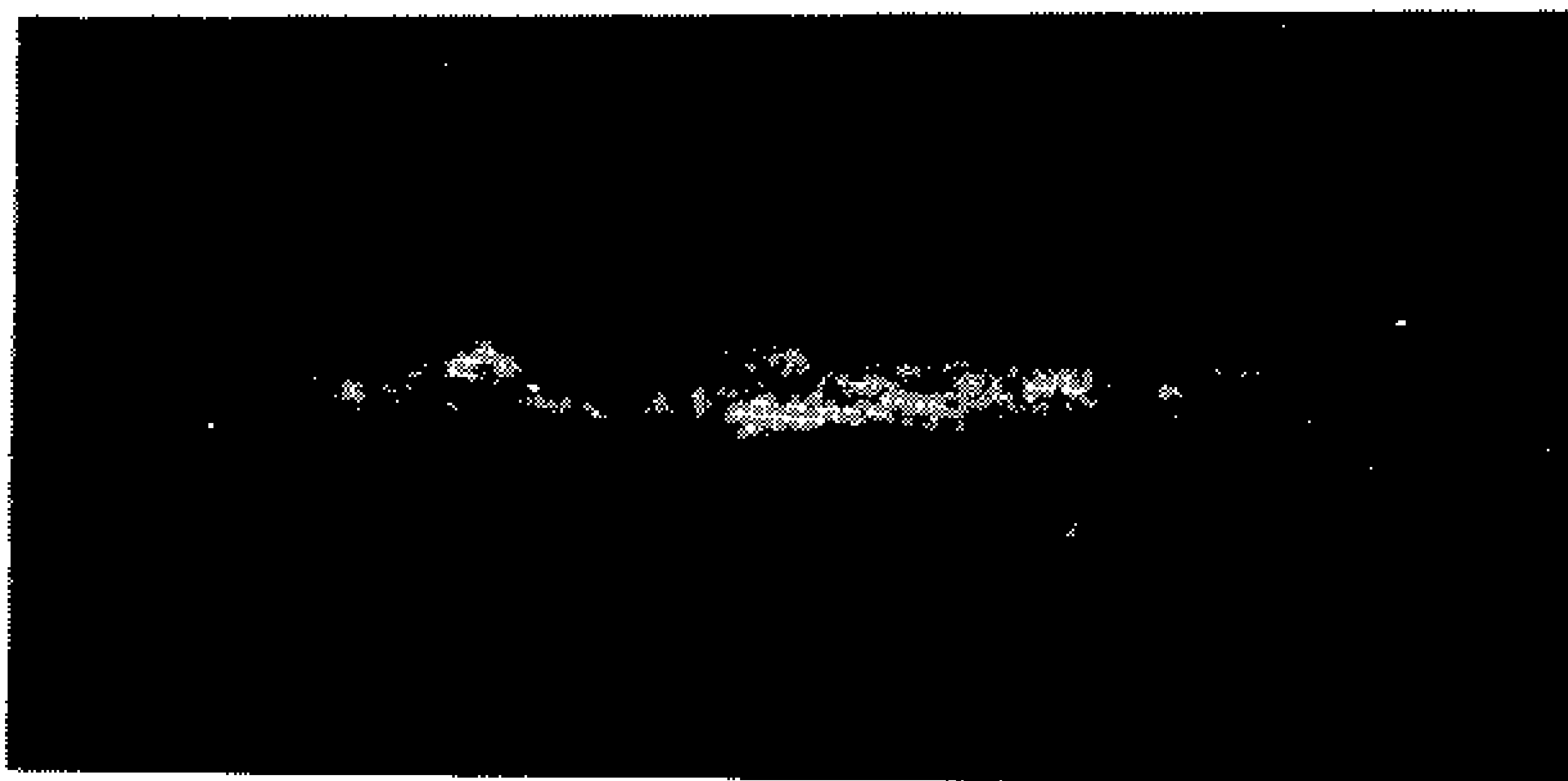


图 8.1 银河系全景图

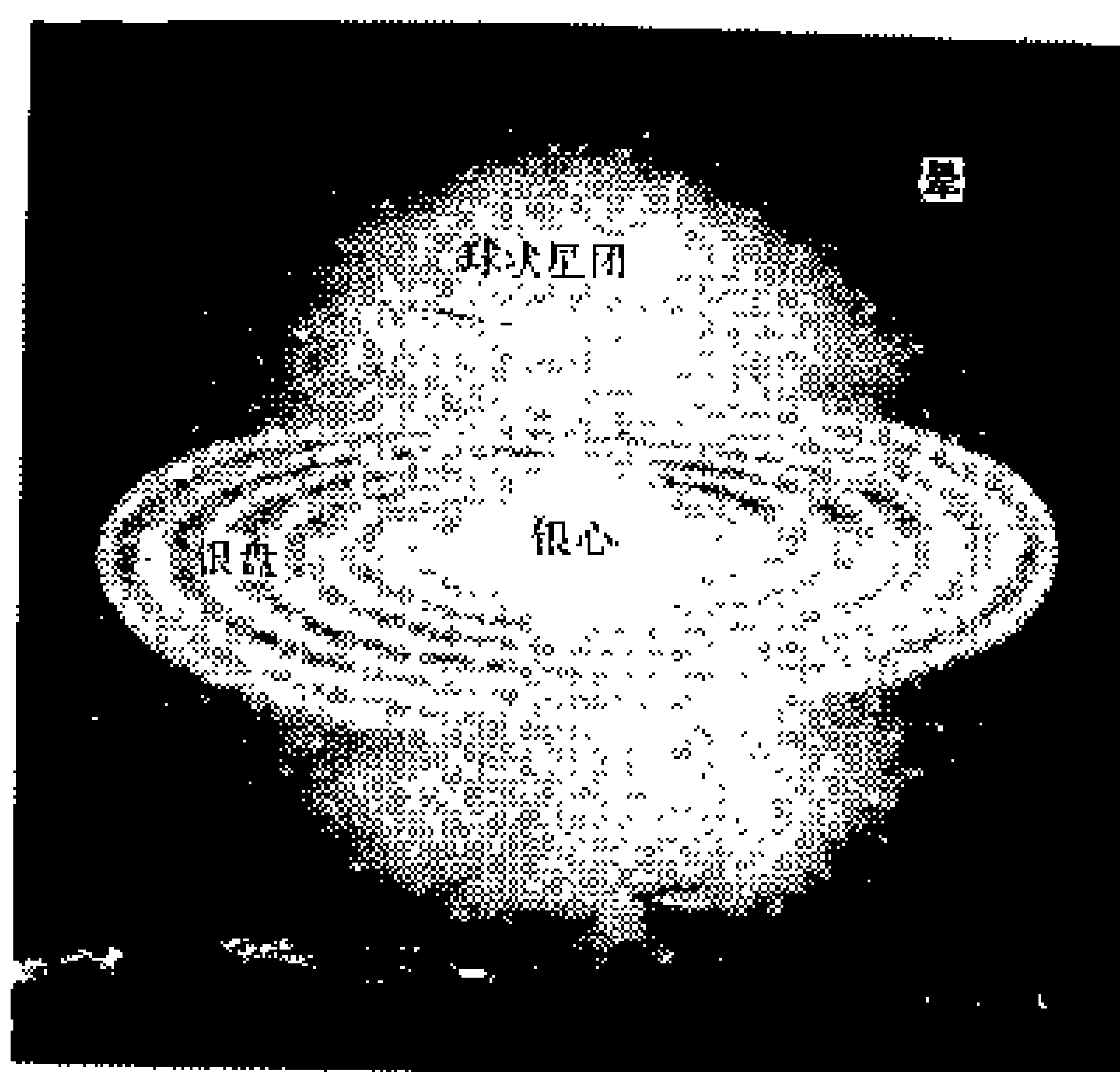


图 8.2 银河系侧面视图

银河系的基本参量

银河系质量～ $10^{12}M_\odot$

银河系直径～ 30kpc

太阳距银心的距离～ 8.5kpc

太阳处银河自转速度～ 250km/s

银心方向(1950.0): $\alpha=17^h42^m29'$, $\delta=-28°55'$($l^{II}=0$, $b^{II}=0$)

北银极(1950.0): $\alpha=12^h49^m.0$, $\delta=27°24'.0$

绝对目视星等 $M_0=-20^m.5$(在银河系外从银极方向看)

银河系脱离速度:

银河中心处 ＝700 km/s

太阳附近处 ＝360km/s

银河系边缘处 ＝240 km/s

银河系年龄～ 10^{10} 年.

2. 恒星计数

将某一天区一平方度内属于某一视星等范围内的星数计数出来,这一方法称为恒星计数.这一工作是很繁重的,但它对银河系的研究是必不可少的.

西利格定理　若以 $A(m)$表示视星等在 $m-\frac{1}{2}$ 与 $m+\frac{1}{2}$ 之间的星数,以 $N(m)$表示从最亮的一直到 m等为止的恒星数目,则两者之间有如下关系:

$$N(m)=\sum_{-\infty}^{m}A(m) \tag{8.1}$$

式中下限虽然写成 $-\infty$,但事实上天狼星最亮 $m=-1.6$.

在进行理论分析时,将求和改为积分

$$N(m)=\int^{m}A(m)dm \tag{8.2}$$

显然可写出微分式

$$A(m)=\frac{dN(m)}{dm} \tag{8.3}$$

1889年,西利格导出了一条定理:设空间完全透明,并且各种光度的恒星均匀地分布在其内,则

$$\frac{N(m+1)}{N(m)}=3.98 \tag{8.4}$$

由假设知道,不暗于 m 星等的星数正比于 r^3,r 是与星等 m 相对应的距离.对于绝对星等为 M_1 的星,由 m 和 M 的关系式

$$M=m+5-5\log r$$

得

$$r=10^{1+0.2(m-M_1)}$$

因此

$$N_1(m)=k_1r^3=C_1\times 10^{0.6m}$$

同样,对绝对星等 M_2 的恒星有

$$N_2(m)=k_2r^3=C_2\times 10^{0.6m}$$

其中 $C_i=k_i\times 10^{3-0.6M_i}$,显然

$$N(m)=C\times 10^{0.6m} \tag{8.5}$$

$$\frac{N(m+1)}{N(m)}=10^{0.6}=3.98 \tag{8.6}$$

微分(8.5)式得

$$A(m)=\frac{dN(m)}{dm}=\frac{0.6C}{\mathrm{mod}}\times 10^{0.6m}=C'\times 10^{0.6m} \tag{8.7}$$

其中 $\mathrm{mod}=\lg e=0.43429$.对于 $A(m)$ 也跟 $N(m)$ 一样有

$$\frac{A(m+1)}{A(m)}=3.98 \tag{8.8}$$

这便证明了西利格定理.

恒星计数的结果如表8.1所示,其中 $N(m)$是全天的,$N(m,0)$和 $N(m,90)$分别是银道和北银极附近的值.从表中可以看出,对于任何 m 值,$N(m+1)/N(m)$都小于3.98,这说明在推导时假设有问题,即恒星在银河系中分布不是均匀的,而是向银面密集成盘状.从恒星计数实际上得到经验关系式

$$\lg A(m)=a+bm-cm^2 \tag{8.9}$$

其中 a、b,c 都是常数.

利用(8.9)式,估计一下银河系的恒星数目,上式改为

$$A(m)=\frac{dN(m)}{dm}=10^{a+bm-cm^2}=e^{\frac{1}{\mathrm{mod}}(a+bm-cm^2)}$$

因此

$$N(m)=\int_{-\infty}^{m}\exp\left[\frac{1}{\mathrm{mod}}(a+bm-cm^2)\right]dm \tag{8.10}$$

指数中括号内的式子改变如下:

$$a+bm-cm^2=a+\frac{b^2}{4c}-c\left(m-\frac{b}{2c}\right)^2$$

引入新变量

$$x=\left(m-\frac{b}{2c}\right)\sqrt{\frac{c}{\mathrm{mod}}}$$

则(8.10)式变成

$$N(m)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{\pi\mathrm{mod}}{c}}\,10^{a+\frac{b^2}{4c}}\int_{-\infty}^{\left(m-\frac{b}{2c}\right)\sqrt{\frac{c}{\mathrm{mod}}}}e^{-x^2}dx$$

当 $m \to \infty$ 时，

$$N(\infty) = \frac{D}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = D \qquad (8.11)$$

其中D为a, b, c的函数

$$D = \sqrt{\frac{\pi \text{mod}}{c}}\ 10^{a - \frac{b^2}{4c}} \qquad (8.12)$$

由此推得银河系的恒星总数约为1.2×10^{11}.

表 8.1　$N(m)$的统计结果

m	$N(m)$	$\frac{N(m+1)}{N(m)}$	$\frac{N(m,0)}{N(m,90)}$
4	357	2.88	3.4
5	1,030	2.85	3.4
6	2,940	2.80	3.4
7	8,240	2.77	3.5
8	22,800	2.72	3.6
9	62,100	2.67	3.9
10	166,000	2.61	4.3
11	432,000	2.54	4.8
12	1,100,000	2.47	5.6
13	2,710,000	2.39	6.8
14	6,470,000	2.31	8.4
15	14,900,000	2.22	10.1
16	33,100,000	2.12	13.2
17	70,300,000	2.03	16.6
18	143,000,000	1.93	21.0
19	275,000,000	1.84	27.0
20	506,000,000	1.76	34.4
21	889,000,000	——	44.2

其中$N(m)$是对全天而言从最亮的一直到星等为m等的恒星的数目；
$N(m,0)$和$N(m,90)$分别是银道和北银极附近的值;两者之比是银面聚度.

3. 恒星的空间运动

恒星实际上不是固定不动的，每颗恒星都在银河系里运动着，对地球上的观测者来说，作了地球的公转和自转改正后，便归算为恒星相对于太阳的运动，称为恒星的空间运动，其速度称为恒星的空间速度，以 V 表示．若以 V_t 和 μ 分别表示恒星的切向速度和自行，两者有以下关系

$$V_t = r\mu\sin 1'' = \frac{r\mu}{206265}$$

自行的单位为角秒／年，距离是秒差距，为了使 V_t 以千米／秒为单位，则表示为

$$V_t = \frac{a}{n}\ \frac{\mu}{\pi''} = 4.74\frac{\mu}{\pi''} \qquad (8.13)$$

a 是一天文单位的千米数，$n = 3.156 \times 10^7$ 秒，$\pi'' = \frac{1}{r}$．

由恒星的自行（μ_α，μ_δ 分别为赤经和赤纬方向的自行）和视差 π'' 可求得恒星在赤经和赤纬方向的运动速度

$$V_\alpha = 4.74\frac{15\mu_\alpha\cos\delta}{\pi''}\ \text{千米／秒} \qquad (8.14)$$

$$V_\delta = 4.74\frac{\mu\delta}{\pi''}\ \text{千米/秒}$$

再由恒星的视向速度 V_r（恒星远离太阳取正值），得恒星的空间速度

$$V = (V_\alpha^2 + V_\delta^2 + V_r^2)^{\frac{1}{2}} \qquad (8.15)$$

应当指出，此处速度是恒星相对于太阳的运动速度．常将太阳相对于银心的运动称为视差动，恒星相对于银心的运动叫本动．

为描述恒星的运动最好选用日心银道直角坐标系为参考系．

变换过程是由地心赤道坐标 α,δ 变为地心银道坐标 l',b'，再换算到日心银道坐标 l,b 中，求得 V_l、V_b 和 V_r，进而求得日心银道直角坐标中的运动速度为

$$
\begin{aligned}
V_X &= V_r\cos l\cos b - V_l\sin l - V_b\cos l\sin b \\
V_Y &= V_r\sin l\cos b + V_l\cos l - V_b\sin l\sin b \\
V_Z &= V_r\sin b + V_b\cos b
\end{aligned}
\qquad (8.16)
$$

由大量恒星本动的平均为零的假设，可得太阳运动的速度分量 X、Y、Z 为

$$
\begin{aligned}
X &= -\frac{1}{N}\sum V_X \\
Y &= -\frac{1}{N}\sum V_Y \\
Z &= -\frac{1}{N}\sum V_Z
\end{aligned}
\qquad (8.17)
$$

太阳运动速度 $V_\odot$、向点(太阳运动所指向的天球上的一点)的银经 L 和银纬 B 与 X、Y、Z 有以下关系：

$$
\begin{aligned}
X &= V_\odot\cos B\cos L \\
Y &= V_\odot\cos B\sin L \\
Z &= V_\odot\sin B
\end{aligned}
\qquad (8.18)
$$

或者

$$
\begin{aligned}
V_\odot &= (X^2+Y^2+Z^2)^{\frac{1}{2}} \\
\mathrm{tg}L &= \frac{Y}{X}, \quad \mathrm{tg}B = Z/(X^2+Y^2)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}
\qquad (8.19)
$$

观测表明，对不同类型的恒星，太阳运动的速度是不同的，其平均值为

$$V_\odot = 19.7\ \text{千米/秒},\quad L = 56°,\quad B = 23°$$

相应的赤经赤纬为

$$A = 18^h04^m = 271°, \ D = 30°.$$

对 G,K,M 主序星为

$$V_{\odot} = 35 \text{ 千米/秒}, \qquad L = 40°, \ B = +14°$$

4. 银河系自转

我们的银河系的盘面绕着通过银心的轴作交差旋转.在距银心的距离 R 处,有一定的速度,该速度称为环绕速度.位于到银心距离 R_0 处的太阳以 $\theta_0(R_0)$的速度绕银心旋转.由中性氢的 21 厘米发射线的研究,我们可推出 $R< R_0$ 的环绕速度 $\theta(R)$,但对 $R> R_0$ 部分则不适合.为了获得太阳所处圆周以外的环绕速度的可靠信息,需要借助河外星系的研究.

1927 年奥尔特对银河系交差旋转作了分析,他分析了由于交差旋转对太阳周围星场的平均运动的影响,如图 8.3 所示.标号为 1,3,5,7 的星相对太阳无视向速度,2,6 号星视向速度为正,谱线应蓝移,而 4,8 号星视向速度为负,谱线应为红移.由此可推出,太阳周围的恒星的视向速度 V_R 随银经而变化,如图 8.4 所示.

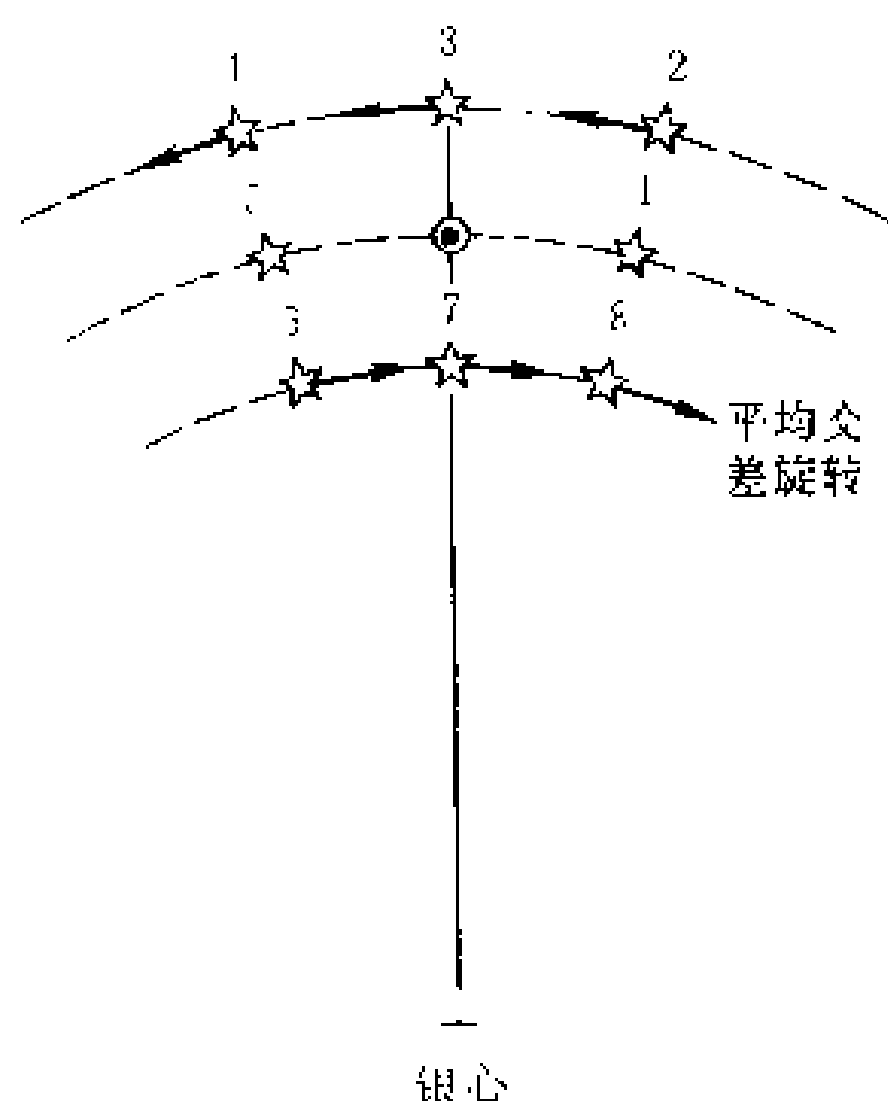


图 8.3 在太阳周围几千光年以内恒星的平均交差运动图样

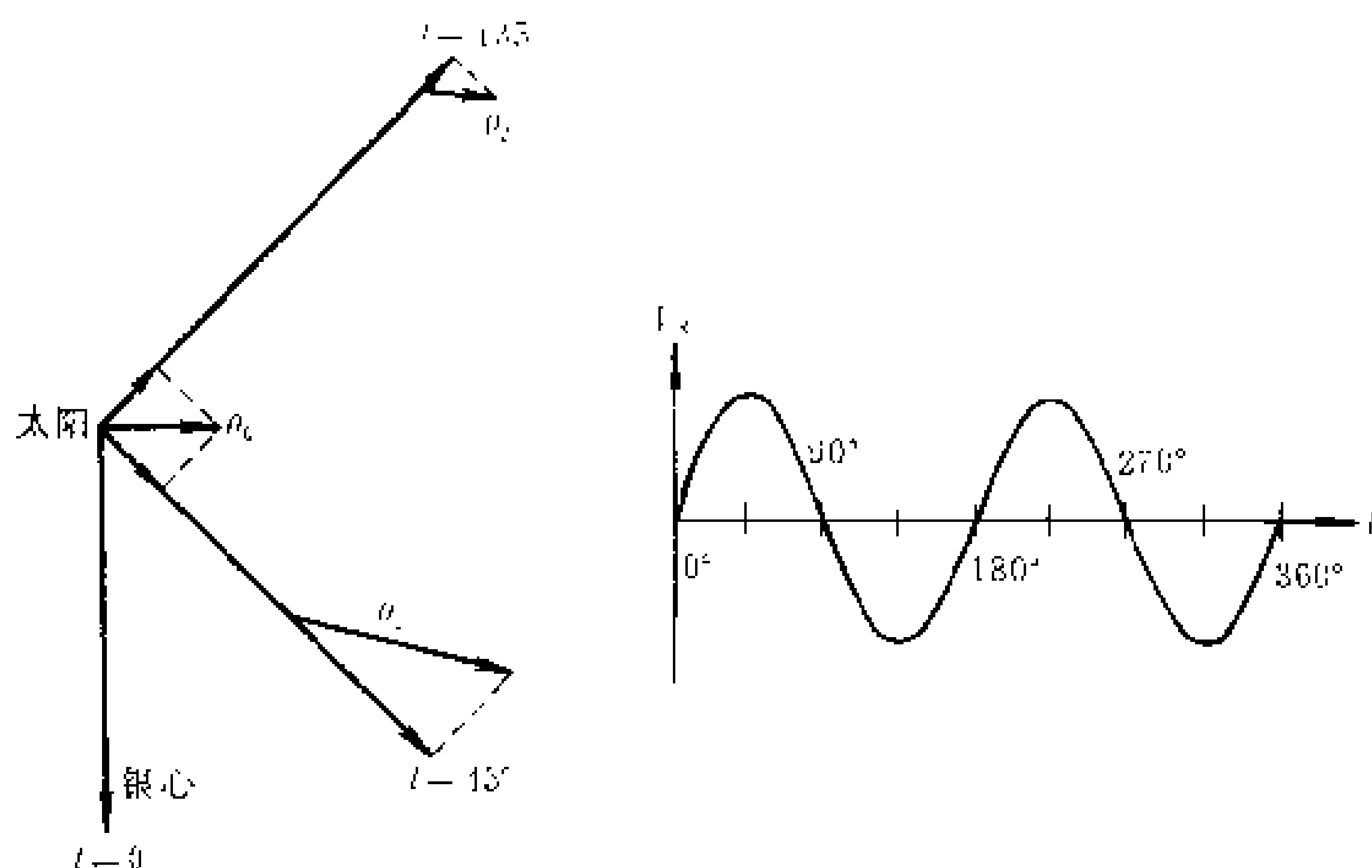


图 8.4 太阳邻近恒星的视向速度 V_R 随银经的变化曲线

现在让我们写出有关视向速度 V_R，切向速度 V_T，在银经方向 l 的自行 μ_l 的某些很有用的公式. 如图 8.5 所示，我们定义如下的量:

R= 在银面上某星距银心的距离，

R_0= 在银面上太阳距银心的距离

θ = 距银心距离 R 处的银河系旋转速度

θ_0= 在距离 R_0 处旋转速度

$\omega = \theta / R = R$ 处角速度

$\omega_0 = \theta_0 / R_0 = R_0$ 处角速度

d= 太阳至位于 R 处某天体的距离

V_R= 某天体相对于太阳的视向速度

V_T= 某天体相对于太阳的切向速度

l= 被观测天体的银经

α ——辅助角

由图 8.5 可见，视向速度 V_R 可表示为

$$V_R = \theta\cos\alpha - \theta_0\sin l \qquad (8.20)$$

由正弦定理，得

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(90^\circ + \alpha)}{R_0} = \frac{\cos\alpha}{R_0} \qquad (8.21)$$

因此，

$$V_R = \left(\frac{\theta R_0}{R}\right)\sin l - \theta_0\sin l \qquad (8.22)$$

或者

$$V_R = (\omega - \omega_0)R_0\sin l \qquad (8.23)$$

同样，由图 8.5，很易写出切向速度

$$V_T = \theta\sin\alpha - \theta_0\cos l \qquad (8.24)$$

其中 V_T 在 l 增加方向为正. 由图 8.6 所示，可以看出

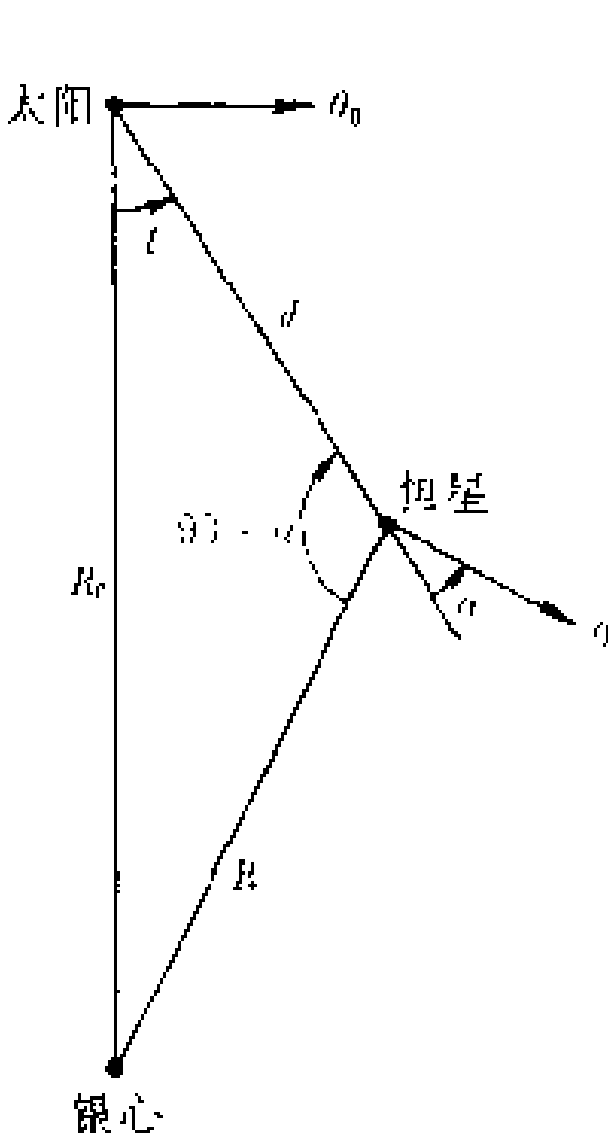


图 8.5 交差旋转公式中各量的几何关系

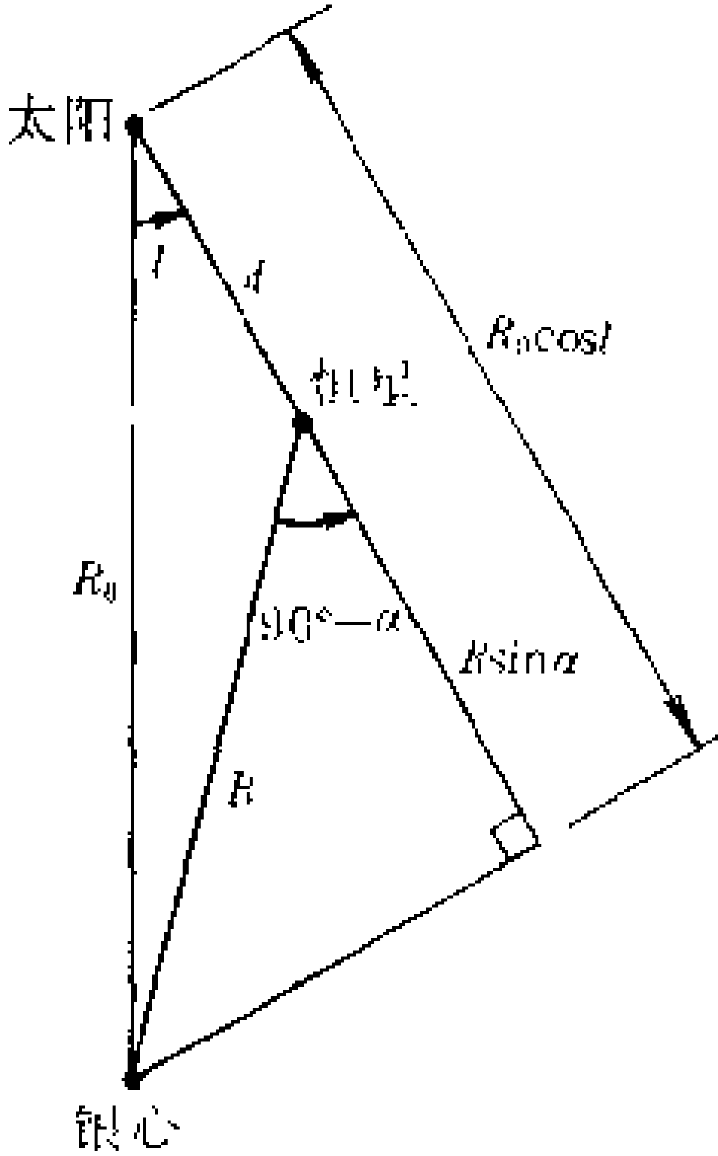


图8.6 在推导(8.25)式所用的几何结构

$$R\sin\alpha = R_0\cos l - d \tag{8.25}$$

于是

$$V_r = \left(\frac{\theta}{R}\right)(R_0\cos l - d) - \theta_0\cos l \tag{8.26}$$

或者

$$V_r = (\omega - \omega_0)R_0\cos l - \omega d \tag{8.27}$$

应当指出,(8.22)、(8.23)、(8.26)和(8.27)诸式仅对圆轨道旋转才是正确的.

现在我们导出奥尔特公式.前面导出的是关于圆运动的一般情况下的公式.但在银面上对恒星的光学观测受到星际吸收的影响,只限于距太阳不太远的距离($d \lesssim 2$ kpc).因此,我们需要导出 d 为小值的有关公式,即对应于(8.23)和(8.27)式的表达式,由于这些公式是由奥尔特首先导出的,故称为奥尔特公式.

首先考虑(8.23)式,对于固定的 R_0 和 l,只有 $(\omega - \omega_0)$ 这一项与距离有关,用泰勒级数展开,我们得

$$(\omega - \omega_0) \approx \left(\frac{d\omega}{dR}\right)_{R_0}(R - R_0) \tag{8.28}$$

现在

$$\frac{d\omega}{dR} = \frac{d}{dR}\left(\frac{\theta}{R}\right) = \frac{1}{R}\frac{d\theta}{dR} - \frac{\theta}{R^2} \tag{8.29}$$

因此,得

$$\left(\frac{d\omega}{dR}\right)_{R_0} = \frac{1}{R_0}\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0} - \frac{\theta_0}{R_0^2} \tag{8.30}$$

于是,对于一级近似,

$$V_R=\left[\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}-\frac{\theta_0}{R_0}\right](R-R_0)\sin l$$

现在我们讨论的是$d \ll R_0$的情况．R 投影到 R_0 上几乎等于R,因此,作为比较好的近似,可以写为

$$R_0-R\approx d\cos l \tag{8.31}$$

将其代入(8.30)式,则得

$$V_R\approx\left[\frac{\theta_0}{R_0}-\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}\right]d\sin l\cos l \tag{8.32}$$

利用三角函数恒等式 $\sin l\cos l=\frac{1}{2}\sin 2l$, 并定义奥尔特常数 A:

$$A=\frac{1}{2}\left[\frac{\theta_0}{R_0}-\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}\right] \tag{8.33}$$

于是,对于 d 的一阶量,我们得

$$V_R=Ad\sin 2l \tag{8.34}$$

(8.34)式表明,由于银河系的交差旋转,在银盘上的恒星的视向速度随银径呈双正弦形变化(参见图 8.4),振幅随距离线性增加.在大部分工作中,V_R 以千米/秒为单位,d 以千秒差距为单位,所以常数 A 的单位是千米/秒/千秒差距.

现在来讨论关于 V_T 的(8.27)式, 第一项可利用(8.28)式和(8.31)式,第二项 $\omega d=\omega_0 d+(\omega-\omega_0)d$,因为$(\omega-\omega_0)$已是 d 的一次项,如果我们只保持一次项,显然我们可简单地以 $\omega_0 d$ 代替 ωd,于是(8.27)式变为

$$V_T\approx\left[\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}-\frac{\theta_0}{R_0}\right](R-R_0)\cos l-\omega_0 d$$

$$\approx\left[\frac{\theta_0}{R_0}-\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}\right]d\cos^2 l-\left(\frac{\theta_0}{R_0}\right)d \qquad (8.35)$$

利用三角函数关系式 $\cos^2 l=\frac{1}{2}(1+\cos 2l)$，得

$$V_T=\frac{1}{2}\left[\frac{\theta_0}{R_0}-\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}\right]d\cos 2l-\frac{1}{2}\left[\frac{\theta_0}{R_0}+\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}\right]d \qquad (8.36)$$

利用(8.33)式定义的 A，并定义奥尔特常数 B 为

$$B=-\frac{1}{2}\left[\frac{\theta_0}{R_0}+\left(\frac{d\theta}{dR}\right)_{R_0}\right] \qquad (8.37)$$

最后得到

$$V_T=d(A\cos 2l+B) \qquad (8.38)$$

由(8.13)式知，自行 $\mu=V_T/4.74d$，μ 的单位是弧秒／年，V_T 是千米／秒，d 是秒差距，若 μ_l 是以弧秒／年表示的自行，以 l 增加方向为正，那末，

$$\mu_l=\frac{A\cos 2l+B}{4.74} \qquad (8.39)$$

上式中 A 和 B 已表示为千米／秒／秒差距．习惯上的单位是千米／秒／千秒差距，在数值上相差 10^3 倍．

以上的讨论限于在银道面的情况($b=0$)，对任意 b 的情况，则得到以下二式(奥尔特公式)：

$$V_R=Ad\sin 2l\cdot\cos^2 b \qquad (8.40)$$

$$\mu_l\cos b=\frac{A\cos 2l+B}{4.74}\cos b \qquad (8.41)$$

现在问题归为确定常数 A 和 B，亦即确定 R_0 和 V_0，R_0 和 V_0

是两个基本量，国际天文学联合会(简称IAU)采纳的数值:(1)R_0为10千秒差距，但近年研究表明R_0约为8.5千秒差距;(2)V_0为250千米/秒，但近年研究得出V_0约为220千米/秒.

测定了R_0和V_0之后，又测出银河系自转角速度随R的变化，便可得出奥尔特常数. 现通用的数据为

$$A = 15 \text{ 千米 /(秒·千秒差距)}$$
$$B = -10 \text{ 千米 /(秒·千秒差距)}$$
$$\omega(R_0) = \frac{V_0}{R_0} = A - B = 25 \text{ 千米 /(秒·千秒差距)}$$
$$= 0.00527''/\text{年}$$

所以在太阳处银河系的自转周期为2.46×10^8年，这也就是太阳绕银心转动一周所需的时间，叫做宇宙年(cosmic year).

银河自转曲线和质量

随着R_0和V_0的确定，就能通过测定银河系内的天体相对于太阳的运动和距离而求得银河系的自转曲线. 太阳轨道以内区域，自转数据主要是通过观测中性氢的21厘米谱线轮廓获得. 其方法是，沿着银道的任一方向观测，视线可穿过若干个HⅠ云，它们以不同速度在绕银心转动，在视线上的速度分量，以及产生的21厘米谱线的位移各不相等，形成一谱线轮廓，如图8.7a和图8.7b所示.

由太阳的旋转速度和HⅠ云相对太阳在各切点的运动速度，便可推出不同R处的旋转速度，结果如图8.8所示.

对太阳轨道以外区域，不能用上述方法. 在70年代布利茨等人找到用HⅡ区和CO分子云的方法. 通过观测CO分子云的2.6毫米谱线，可以精确地定出视向速度V_R，利用(8.32)式可求出$\omega(R)$，结果如图8.8所示.

由银河系交差自转曲线，进而可推断银河系质量分布. 如果物质高度集中于中央，那末转动遵循开普勒定律;如果呈球形，且物

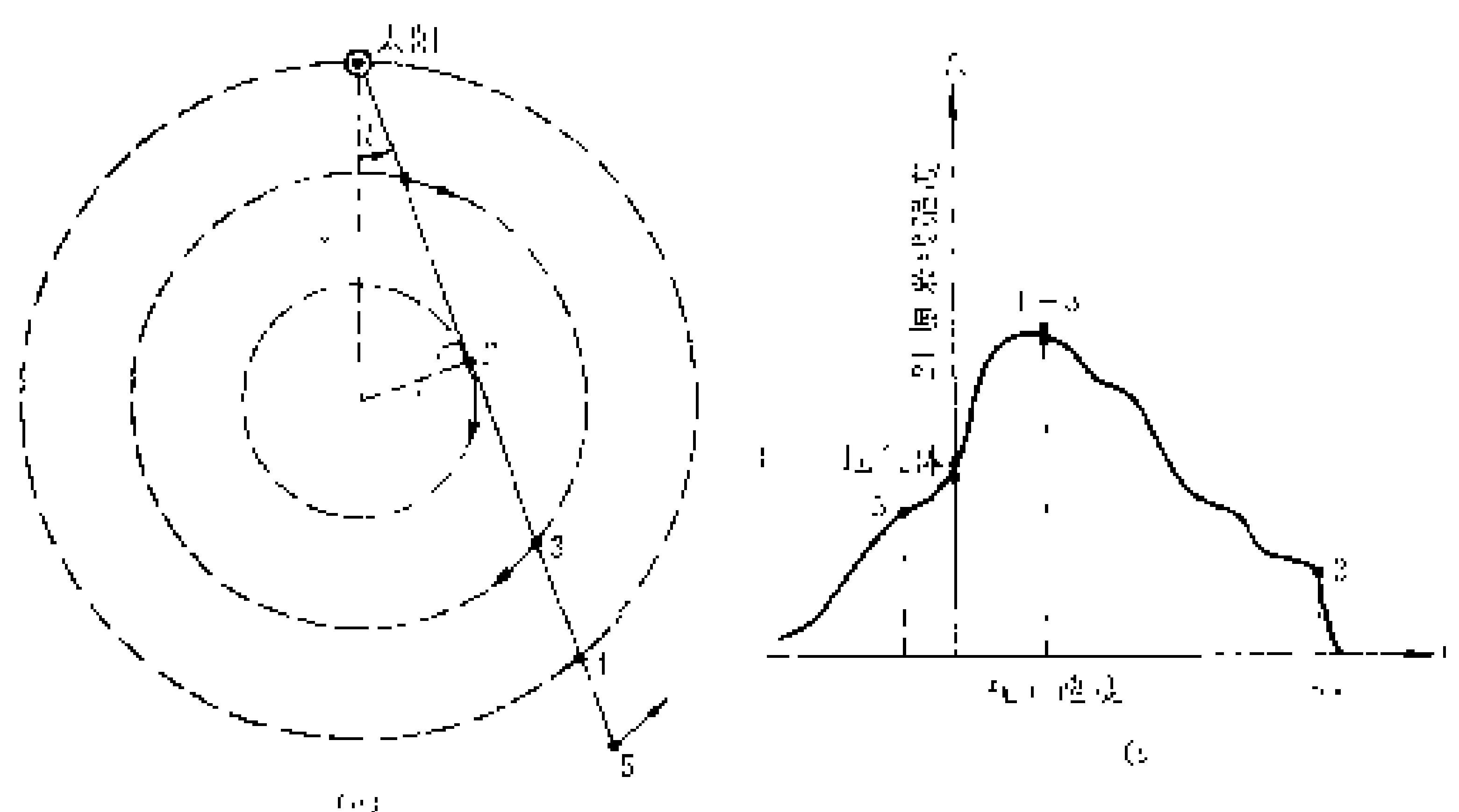


图 8.7a 相对于观测者的交差旋转示意图 云 1 和 3 相对于太阳有相同视向速度.云 2 视向速度最大. 云 5 的速度为负

图 8.7b 21 厘米谱线轮廓.图中各标号如图 8.7a 所示

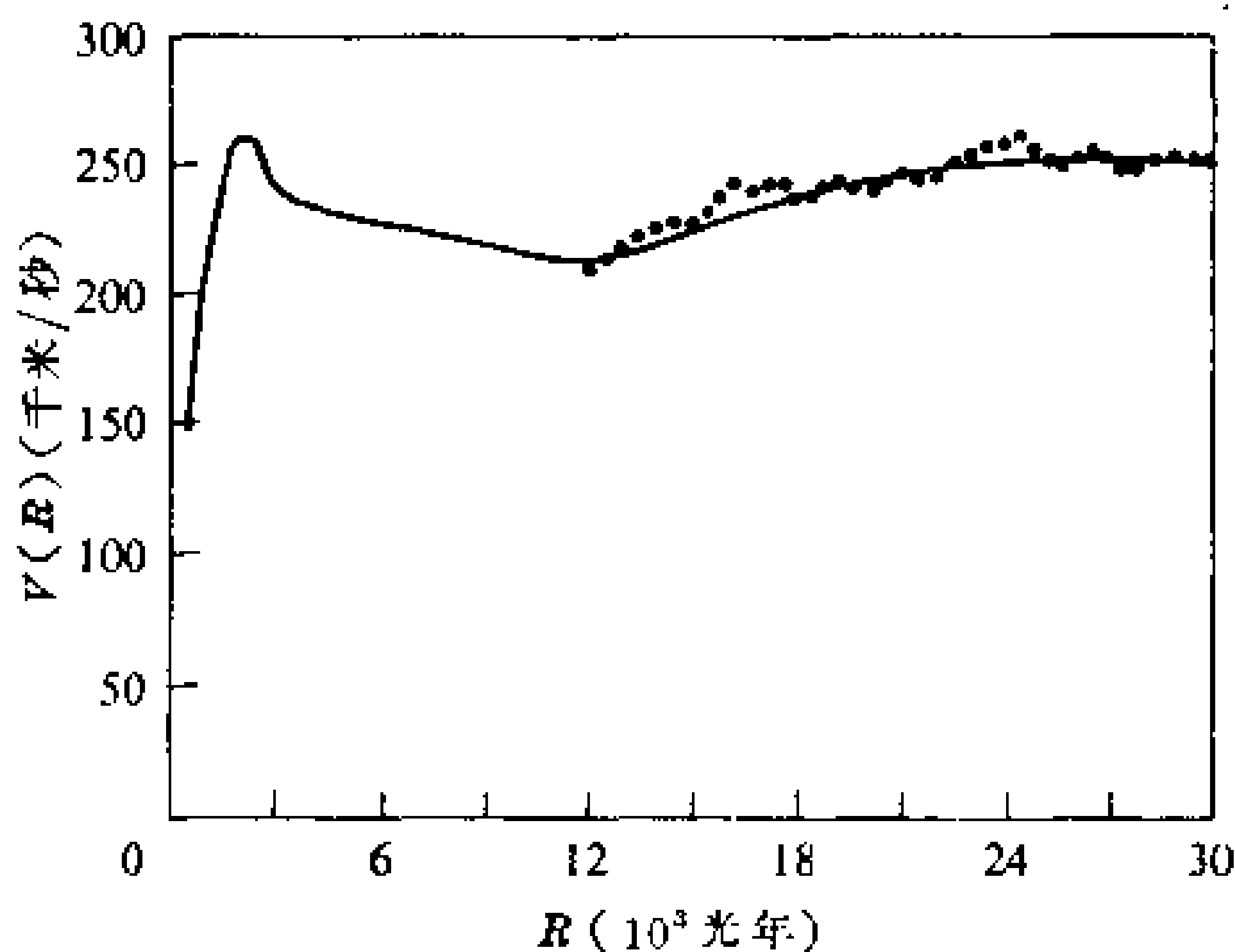


图 8.8 银河系自转曲线

质均匀分布,则服从刚体转动规律.自 70 年代末以来,观测表明,从太阳轨道向外,自转速度反而增加,这些观测结果表明银河系的物

质分布在此以前设想的大得多的区域里，在太阳轨道以外存在着大量物质，这样银河系的质量增大10倍，约为$10^{12}M_{\odot}$.

5. 星族

星族是银河系(以及河外星系)内大量天体的某种集合．这些天体在年龄、化学组成、空间分布和运动特性方面十分接近．银河系所有天体分为五个星族，表8.2列出了五个星族包含的成员．

表8.2 星族的类型

星族名称	极端星族 I (年轻星族 I)	中介星族 I (较老星族 I)	圆盘星族	中介星族 II	晕星族 II (极端星族 II)
成员	星际物质	B3～B8型星和A型星以及最亮成员是这些星的疏散星团	G～K型巨星(光度级III)	高速星	亚矮星
	O～B2型星以及最亮成员是这类星的疏散星团和星协		G～K型主序星	弱金属线星	球状星团
	超巨星	光谱型A～F中具有强金属线的星	周期大于250天的长周期变星	周期50～250天的长周期变星	周期大于0.4天的天琴RR型星
	周期大于10天的经典造父变星	光度较低的红超巨星	半规则变星	室女W型星	
	WR星		行星状星云	周期小于0.4天的天琴RR型星	
	Be星		新星	白矮星	
	金牛T型星		较老的疏散星团		
	某些红外天体		银核中的恒星	最老的疏散星团	

(1)极端星族Ⅰ(年轻星族Ⅰ):由跟旋涡结构有关天体组成.成员星十分年轻,年龄小于 5×10^8 年,银面聚度大.$|z|=70$ 秒差距.

(2)中介星族Ⅰ(较老星族Ⅰ):年龄约为 5×10^8 年— 5×10^9 年,$|z|\simeq 150$ 秒差距,也向银面聚集.

(3)圆盘星族:成员星年龄为 2×10^9 — 1×10^{10} 年,太阳属于该星族.$|z|\simeq 400$ 秒差距.

(4)中介星族Ⅱ:年龄较老 $\sim10^{10}$ 年,$|z|\simeq 200$ 秒差距.

(5)晕星族Ⅱ(极端星族Ⅱ):它们的成员星是银河系中最早形成的恒星,$|z|\simeq 2000$ 秒差距.

纵观五个星族,从极端星族Ⅰ到极端星族Ⅱ,成员星年龄增加,重元素丰度减小,银面聚度减小.

6. 旋臂结构

现在知道许多盘状星系有旋臂结构,认为我们银河系也有旋臂那是很自然的.河外星系的光学上的旋臂结构主要以 O,B 星以及与其成协的 H Ⅱ 区描绘出来.银河系的旋臂结构由 21 厘米射电观测绘出了等强度图(图 8.9),由 21 厘米发射线的强度能推导出中性氢气体的数量,由运动距离的方法得出氢气所在的位置.近来由 CO 发射线,也发现分子气体位于不同的旋臂处.假若我们能够象观测河外星系那样面对着我们的银河系的盘面,便会看到的旋涡结构.图 8.10 是河外星系 NGC4622(Sb 星系)的照片,它有很明显的旋涡图样,它的旋臂是由年轻的亮星和与之成协的 H Ⅱ 区组成,宛如穿在一条线上的珍珠.O、B 星在旋臂处不断的形成,由星际气尘连续地形成新的星,并替代年老的星,这是一个连续进行的过程.

现在很自然地提出一个问题,为什么新形成的恒星偏诞生于如此巨大的旋臂处呢?观测表明由最强的 H Ⅱ 区所描绘出的旋臂是又窄又长的延伸臂,能延伸到几十万光年,这是什么机制能在

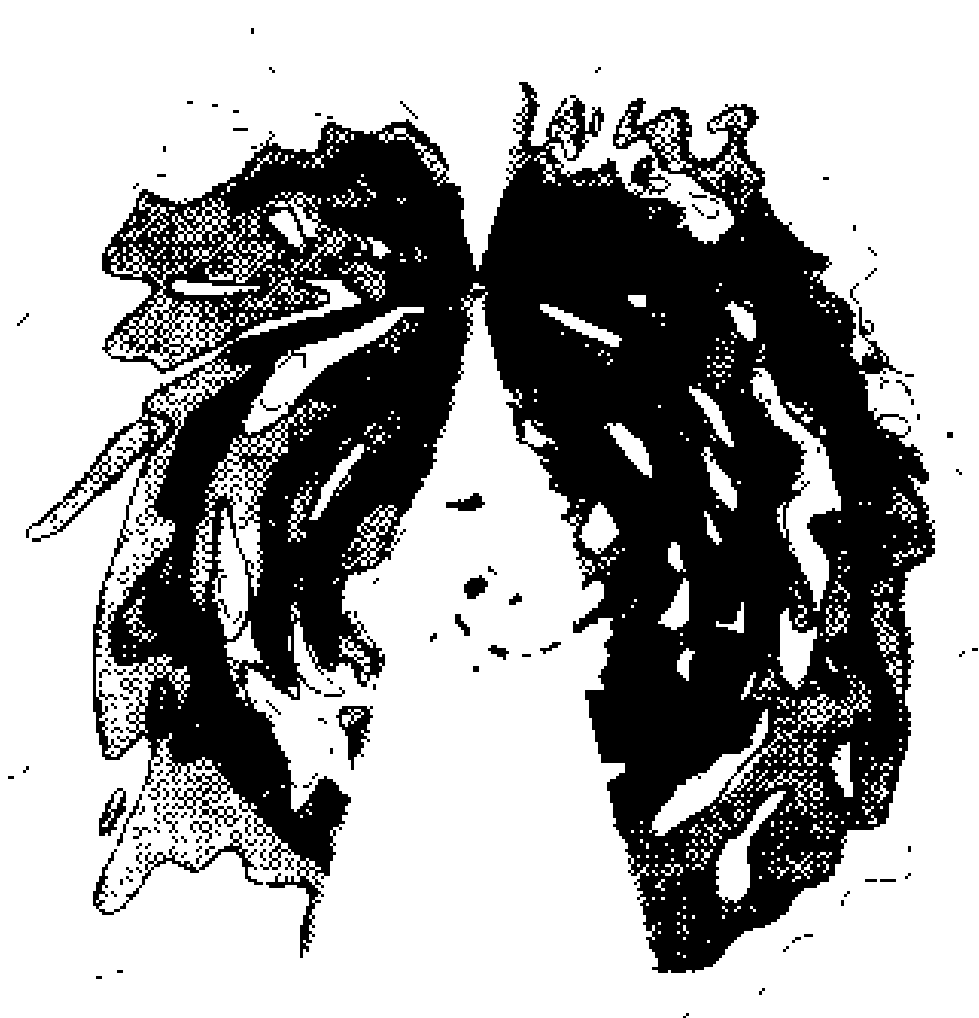


图 8.9 银河系中氢原子气体分布图，这是由运动距离方法绘出的



图 8.10 NGC 4622 的正面视图

瞬时触发起恒星形成于窄而长的旋臂的前沿?

我们来试探着回答这些问题.四十年代以前,人们认为旋臂是物质臂,即认为旋臂是由确定的恒星和气体组成的,这种静态分布由磁场维持,但这一理论有两个严重问题.观测发现银河系普遍磁场很弱,约为 10^{-5}—10^{-6} 高斯;若旋臂为物质臂,由于交差旋转,会使旋臂愈缠愈紧,如图 8.11 所示,图中靠内点转的快,在 t_1 时一条径向弦,到 t_3 时则变为,最内的云转完一圈,原来的直弦成为弯曲的弧线.对于银河系,太阳所处圆轨道,旋转周期为 10^8 年,在其内圈的云旋转周期小于 10^8 年,银河系年龄约为 10^{10} 年,那么将旋转 100 圈,旋臂图样应大变样,这与观测是相矛盾的.

走出这种进退维谷的方法是 1963 年由林家翘和徐遐生依据林德布拉德的早期工作而提出的,即密度波理论.

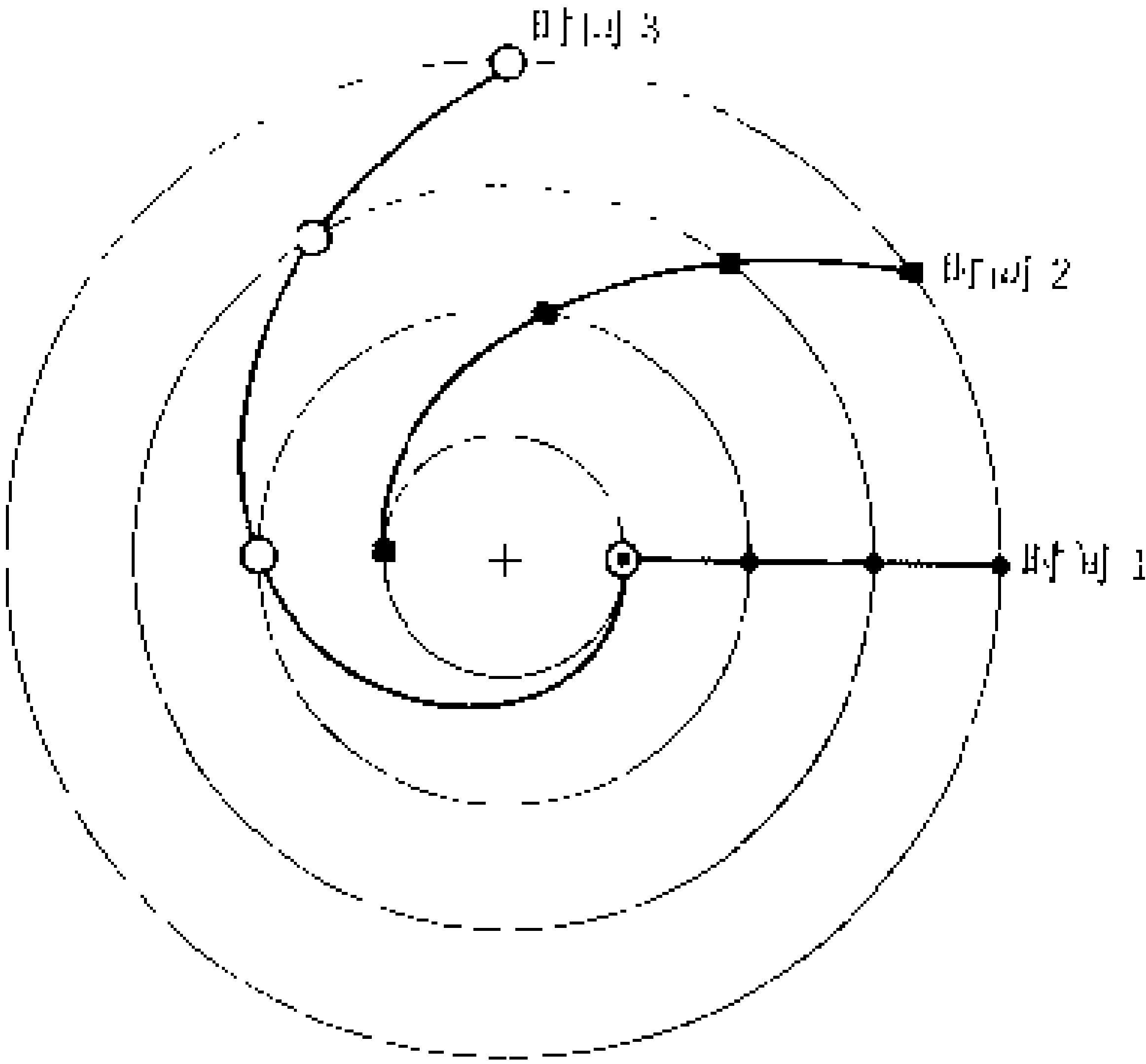
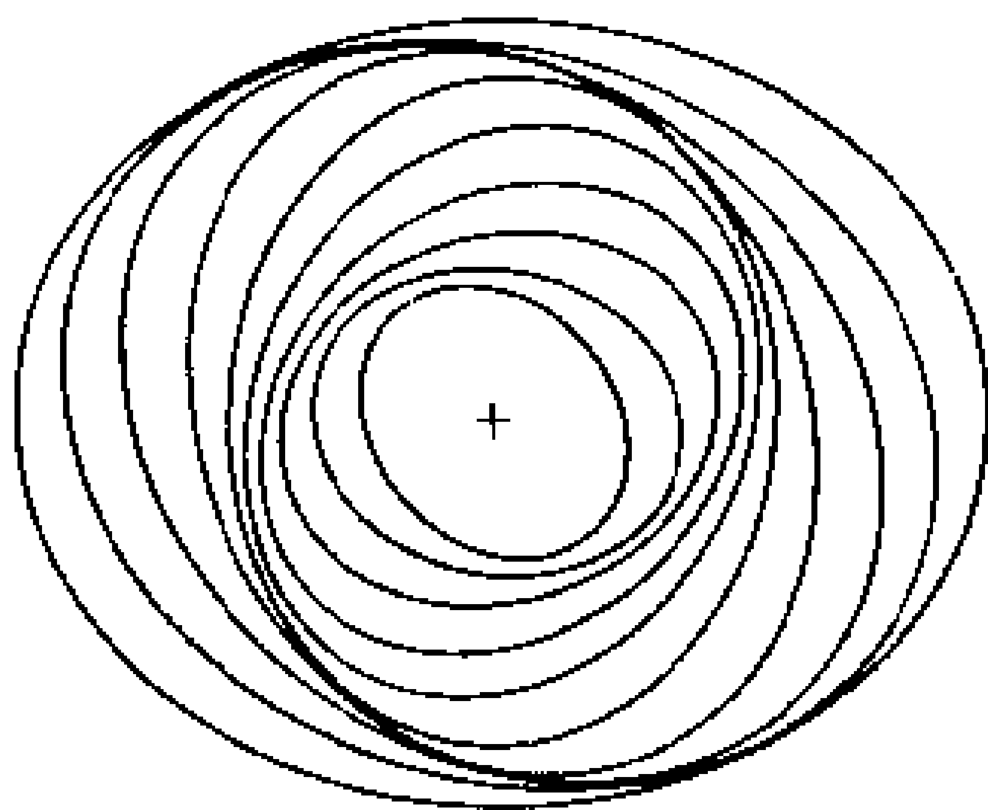


图 8.11 由交差旋转产生缠绕的示意图

密度波的概念是认为每个恒星都在自身确定的本轮轨道上运动,作本轮运动的星体趋向于聚集到一个旋涡引力势阱 $\varphi(r)$,被

扰动的盘便形成一定的旋臂结构,如图 8.12 所示 ($m=2, F=A(r)$ $\cos[m\varphi-\Phi(r)]$).

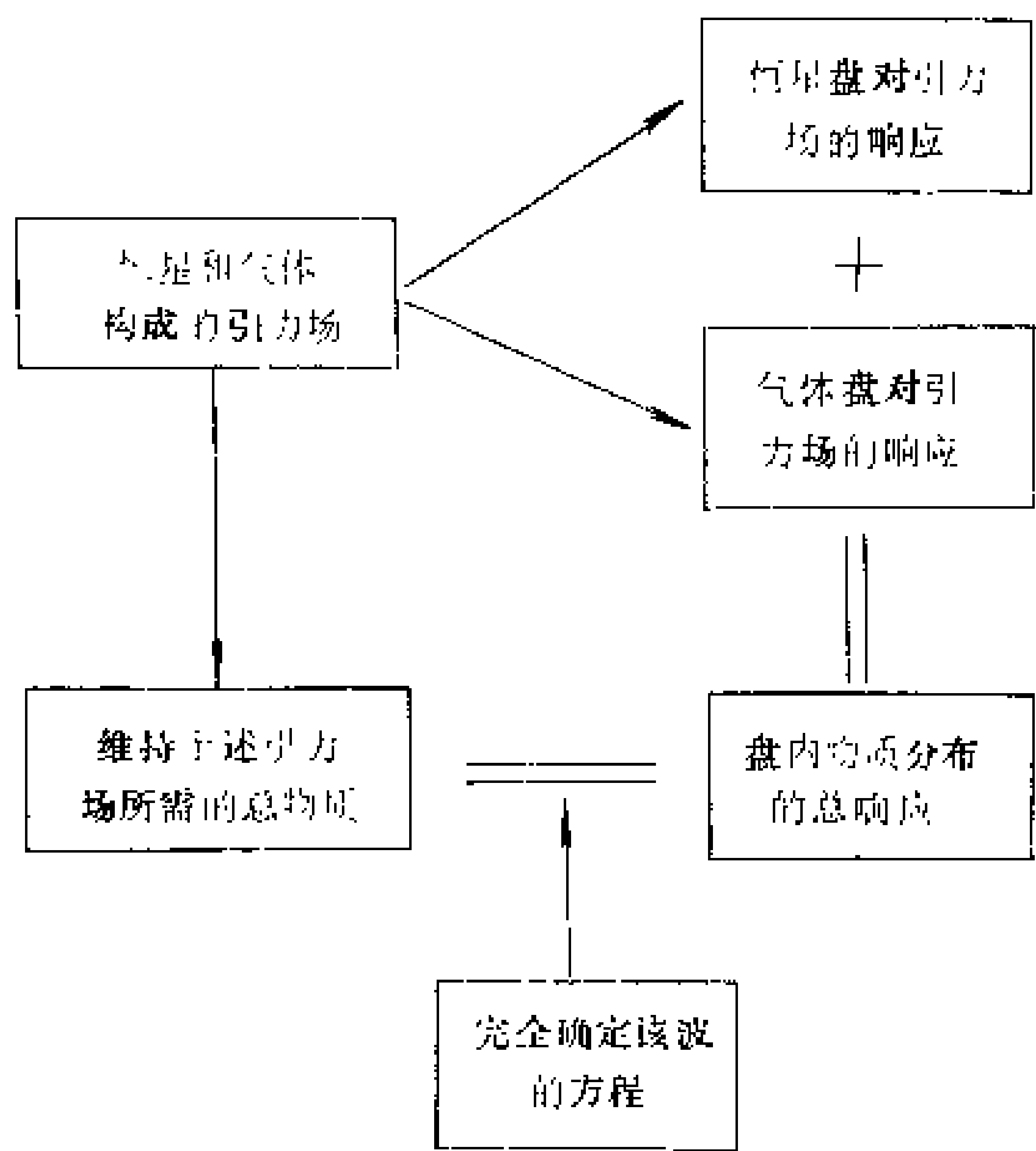


$F_1=A(r)\cos[m\varphi-\Phi(r)]$

图 8.12 在非轴对称引力场中恒星和气体云的平均运动 $F=A(r)\cos[m\varphi-\Phi(r)]$

林家翘等提出了用分析方法研究集体模式的密度波理论.他们假定,不管旋涡密度波图样如何起源,由已存在的事实去推断其具体物理过程,分析图形的形成与维持机制.设想星系中恒星和气体在绕星系中心旋转时.转动速度与空间密度都是以波动变化的.运动快时,空间密度变稀;运动慢时,空间密度变密.这种波动变化既绕中心环形传播,又沿径向方向传播,密度极大的波峰则构成了旋涡状的旋臂.恒星进入旋臂时,因恒星密集,引力场加强,速度放慢.另一方面,也正因为速度放慢,使恒星挤在一起,密度加大,引力增强,因而使这种状况得以维持.密度波理论的一个重要特点是旋臂图样保持不变,但构成旋臂的物质却是川流不息的.

下面的结构流程图概括了密度波理论的分析方法.



7. 银核和银心

银河系的银盘与中央区域联在一起形如凸透镜，这突起部分称为核球．它的外边缘离银心几千秒差距，在那里有一个由巨大的 H Ⅱ 区和许多分子云和尘埃云．

核球的中央是银核．有时也称为银心．研究银核主要依仗射电、红外、X 射线和 γ 射线波段的观测．

(1)射电观测

早在 30 年代，央斯基就接收到来自银心方向的射电辐射．图 8.13 是多恩斯等人在 3.75 厘米波长上观测到的一幅银核的射电图．图中，射电辐射等强度线上标出的数字是天线温度．图上沿着银道有一串分立射电源．其中最强的是人马 A．现在认为它是银心的标志．

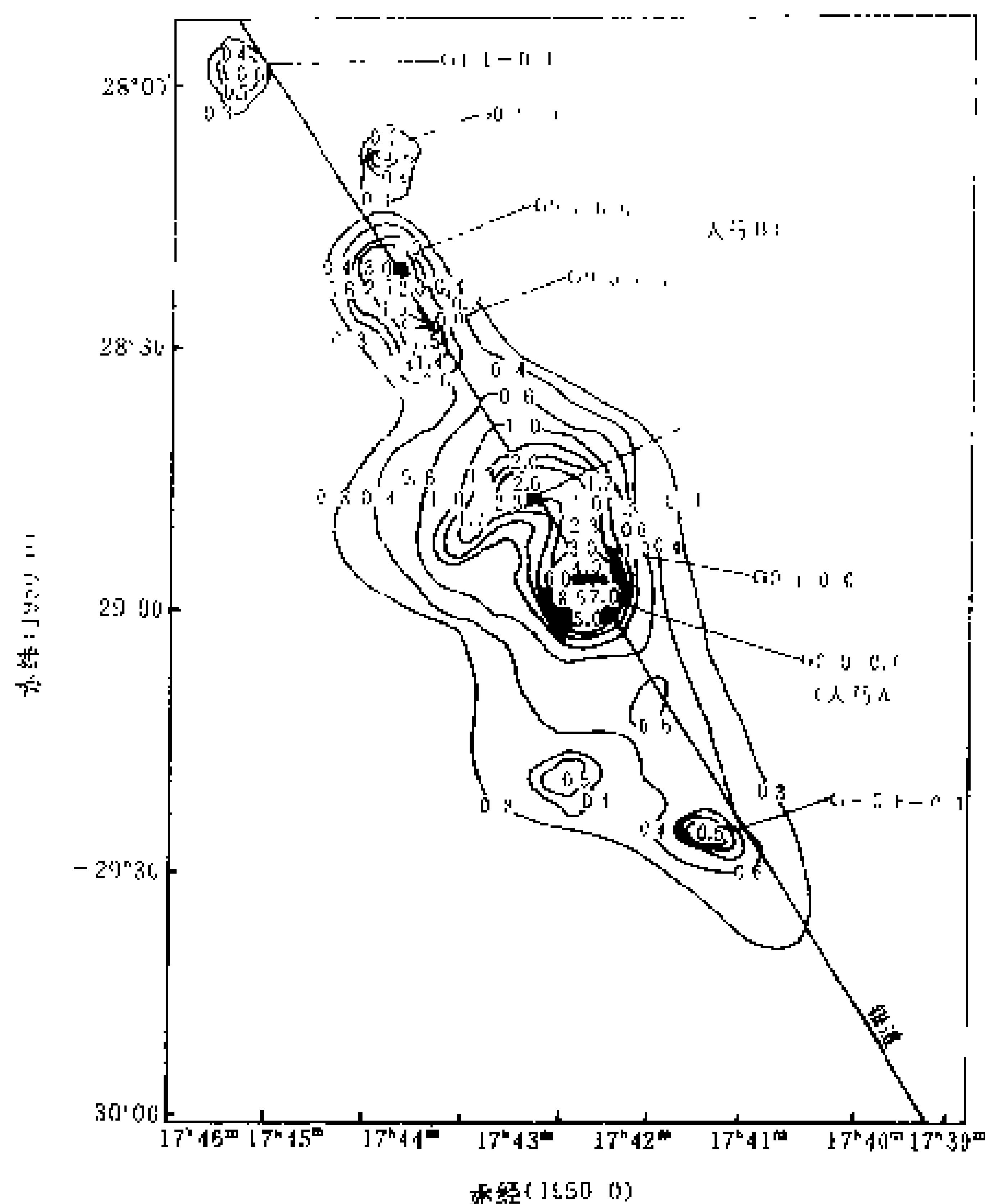


图 8.13 3.75 厘米波长的银心区域射电图

(2)红外观测

银心的红外辐射发现于 1967 年，是由于比导致央斯基发现银河射电辐射的搜寻更有计划搜寻的结果．银心区域发射很强的 2.2 微米红外辐射．图 8.14 是银心区的红外源．

近几年来，天文学家为了研究紧密聚集的恒星，被这些恒星加热的尘埃和周围的气体物质，已在许多红外波段观测了银心．气体的红外光谱包含着各种分子．离子和原子的特征发射线，因而有可能去测定这些物质的运动、激发态和丰富度．

(3)X 射线和 γ 射线观测

高能 γ 射线和 X 射线观测已发现一些有关银心情况令人惊奇

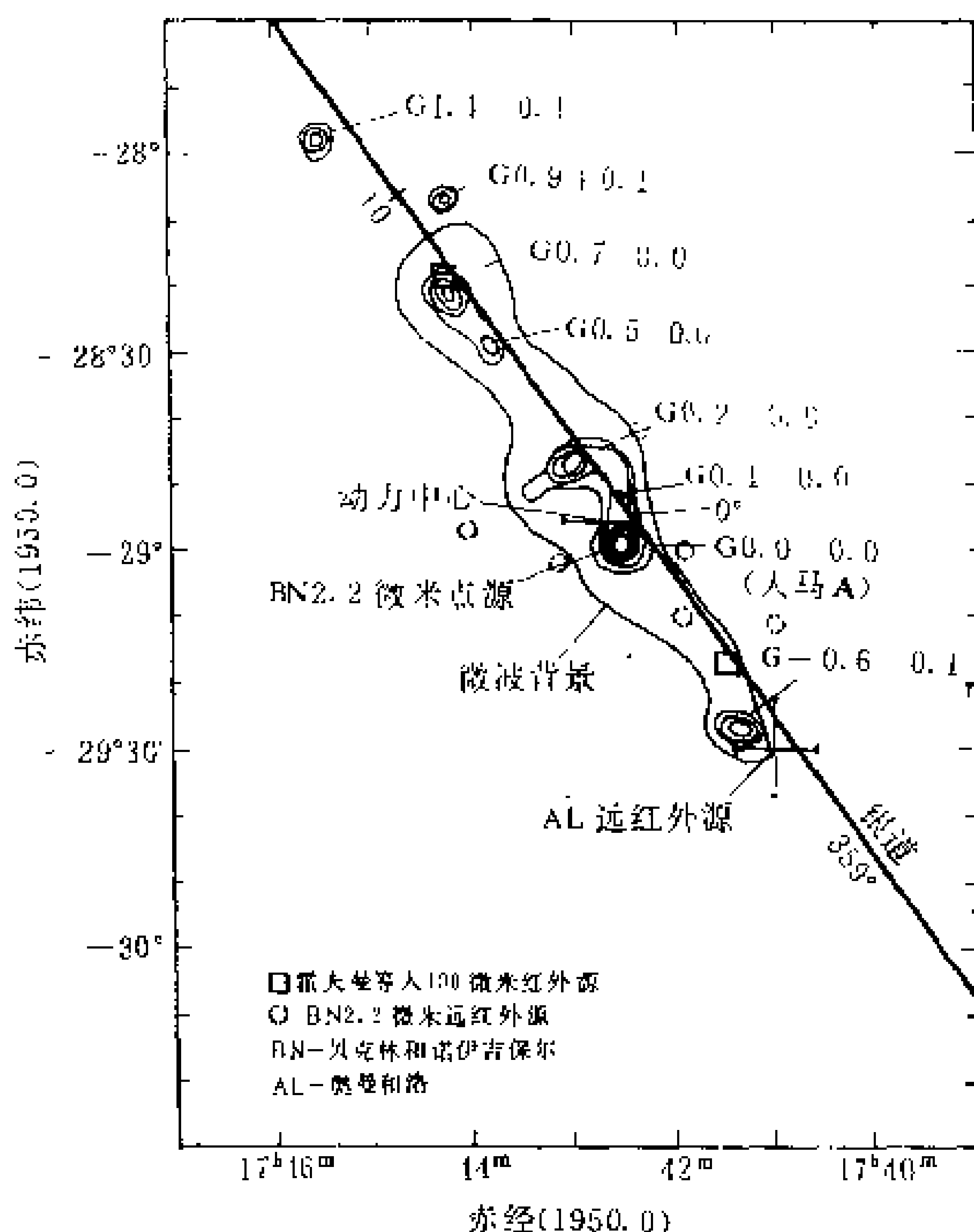


图 8.14 银心区的红外源和射电源

的特征. 1977 年测量了来自银心方向的 γ 射线，其能量为 511keV，它精确地等于电子和正电子相互湮灭所产生的能量. 从银心发射的能量为 1800keV 的更高能的 γ 射线也已观测到，该能量是 Al^{26} 在衰变过程中发出的特征辐射. 同湮灭辐射一起，总共涉及的物质量令人吃惊的大：银心区域内放射性铝的质量似乎等于几个恒星的质量. 现代的了解是，Al^{26} 只能由急剧的恒星爆发产生，例如，新星和超新星，或者沃尔夫 – 拉叶星的炽热和猛烈活动的大质量天体内产生. 也许银心附近大量的超新星产生了惊人的数量的 Al^{26}.

爱因斯坦 X 射线天文台的观测揭示了银心区域的 X 射线图象

(图 8.15),图中有 12 个分立的 X 射线源，其中一个 X 射线源与射电源人马 A 西的位置相符合,其光度 $L_X \sim 10^{28}$ 瓦,且在 6 个月内光度有明显的变化.

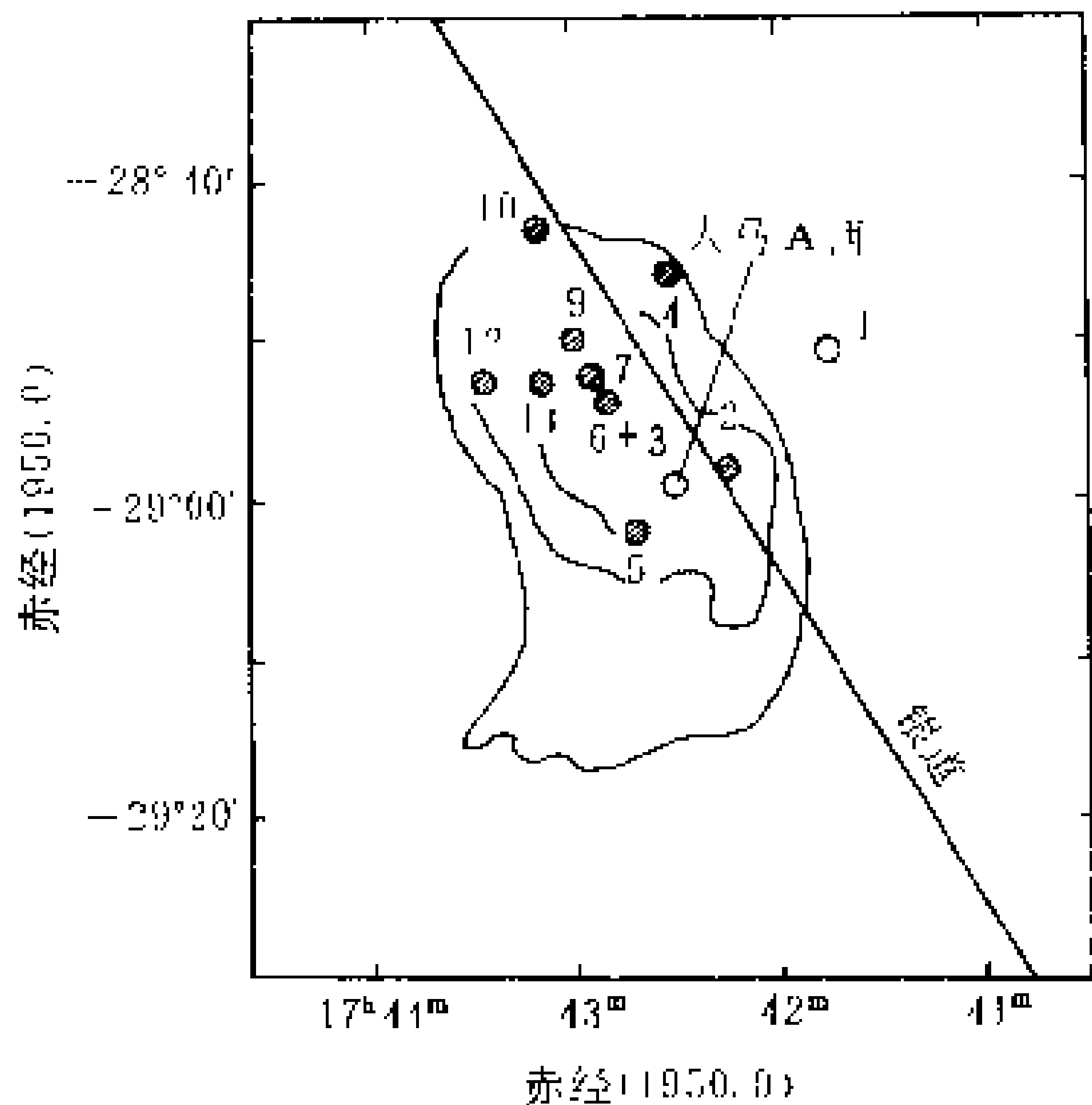


图 8.15 银心区 X 射线辐射图(λ 是短于 0.6 纳米)

最近天文学家已能测量银心区域的恒星速度. 因为银心附近的许多恒星是红巨星,它的大气中有大量 CO,这类恒星发出明显的 CO 光谱,能够用来测定其运动. 观测表明,好像在距离中心 1 或 2 光年以内的区域有着 3 到 4 百万个太阳质量. 可以相信,如此巨大质量的物质聚集在银心. 那末为什么这么多质量集中在银心,而迄今仍未能探测到呢? 最明显的回答是这些物质已形成了一个黑洞. 中心的黑洞尽管其质量大,但可能半径很小. 人们可以期望当物质下落到该中心物质时可产生特殊的发射,以此来确定该黑洞的位置.

通过对人马 A 的射电观测多年,发现它移动很小,这意味着人马 A是一个质量非常大的天体.

现在认为至少两个邻近星系包含有黑洞，一个是仙女座星系(M31)，另一个是三角座中较小的星系.

为了彻底了解银河中心发生了些什么过程，仍然令人烦恼不已.银心人马A是一个黑洞吗？它与IRS16(红外源)成协吗？有什么信号从中心向外传出？

现在天文学家对银心有可能隐匿着一个大质量黑洞有了某些证据，但许多情况仍待解决和了解.人们将发展得力的仪器，更深入地探究位于银河系心脏处的奥秘. 图8.16是目前对银心区气体运动的了解.

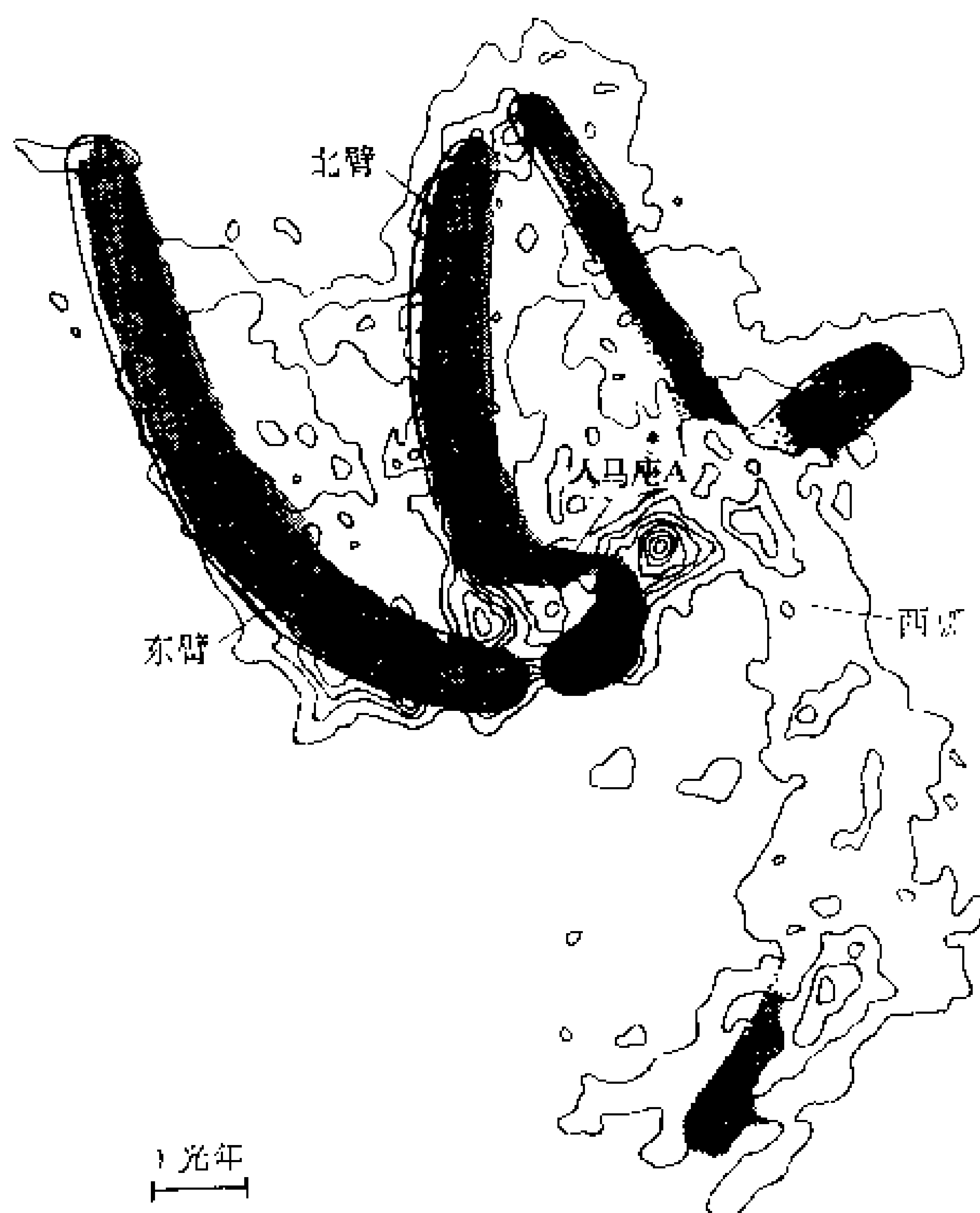


图8.16 银心附近气体的运动图

§8.2 星系

在本书开始时曾简述了星系.但我们已看到,人们对星系的了解远不如对恒星的了解.恒星的结构、演化已有相当清楚的图象,但对星系的起源、结构和演化,虽然近来已成为天体物理的前沿课题,但需要研究的问题仍很多.我们的太阳系位于一种星系(旋涡星系)中,我们仅能观测到银河系的某些部分,为了获得更完整的知识,我们必须转向对河外星系的研究.本节集中于正常星系的研究.

1. 沙普利 – 柯蒂斯论争

早在18世纪,人们在夜晚的天空中发现了模糊的延伸天体,最初称为星云(Nebulae). 旋涡星云成为最早的研究对象.托马斯·赖特和康德曾提出,旋涡星云可能如我们银河系一样的恒星系统.旋涡星云是银河系之外的恒星系统,这一思想就是著名的"岛宇宙假说".

1918年,沙普利利用球状星团作为银河系边界标志对银河系结构和尺度的研究作出了重大贡献,但他得出的银河系尺度被夸大了.他一直反对"岛宇宙"的见解,这些旋涡星云应是银河系内的气体星云.另外某些天文学家以柯蒂斯为代表,他不同意沙普利的看法.他认为旋涡星云的名称不恰当,在此类星云中观测到新星证明它们实际上是恒星系统而不是星云.他假设旋涡星云中的新星亮度极大时的绝对星等与银河系中的一样,比较亮度极大时的视星等便可定出这些旋涡星云的距离,结果表明,这些星云远远超出银河系的范围.

为了解决这一矛盾,1920年4月,美国科学院在华盛顿召开了"宇宙的尺度"辩论会,会上他们两人就银河系的大小和旋涡星云的真相展开了论战,这是天文学史上有名的沙普利 – 柯蒂斯大论争.这一论争今天看起来仍很有启发意义,它的重要性不仅是历史

文献,而作为一个例子看看卓越的科学家之间的论争,由于证据有一定缺陷或不完备,最后放弃了已有了相当基础的看法而终于走向成功之路.

论争的核心是银河系的大小这一课题.随着近代天文学的发展证明沙普利对这一问题的看法大部分是正确的.他由于未考虑星际消光,于是他怀疑柯蒂斯定出的旋涡星云的距离,他坚持这些星云不是河外的.现今我们知道旋涡星云的确是"岛宇宙",为避免造成混淆,我们不再称它们为星云而称为星系(galaxies).星云是指真正由气体和尘埃所组成的云.

现将沙普利 - 柯蒂斯论争要点归结如下:

(1)到旋涡星云的距离有多大?

认为距离小的论点:

(*a*)Von Maanen 对 M101 的自行的测量是 0.02 弧秒/年,这导致沙普利认为 M101 是本质上小的天体.

(*b*)仙女座星云 M31 中新星(实为超新星)与英仙新星相比拟.

坚持为大距离的论点:

(*a*)M101 自行的测量可能有错误.

(*b*)M31 中新星爆发与银河系中新星爆发相比较.

(2)旋涡星云是由恒星或者由气体组成的吗?

反对由恒星组成的论点为:

(*a*)太阳周围的银河系的面亮度远小于大部分星云的中心部分的面亮度.

(*b*)旋涡星云的外部区域比中心区更蓝.

(3)为什么旋涡星云都避蔽开银道面?(参见图 8.17)

反对岛宇宙假设的论点为:

(*a*)旋涡星云避开银道面提出有影响因素,因有很大的退离速度.

(*b*)若提出某种排斥力,则两者(避开银面和大速度)都可加以说明.

坚持岛宇宙假说的论点为:

(*a*)某些从侧面观测的旋涡星云都展现中间有一屏蔽腰带(图8.18).

(*b*)如果银河系也有这样的带,如果太阳被嵌在这个带中间,如果旋涡星云是银河系的外貌,那末避蔽银面的问题也可解释.

(*c*)大的退离速度除了用"如此高速最可能是单独星系"以外,无其他说明.

关于论争中有些略加补充说明.关于到旋涡星云的距离的论争是核心问题,如果到这些星云的距离远远大于银河系的尺度,问题自然迎刃而解,沙普利和柯蒂斯都用 M31 中的新星来定距离.

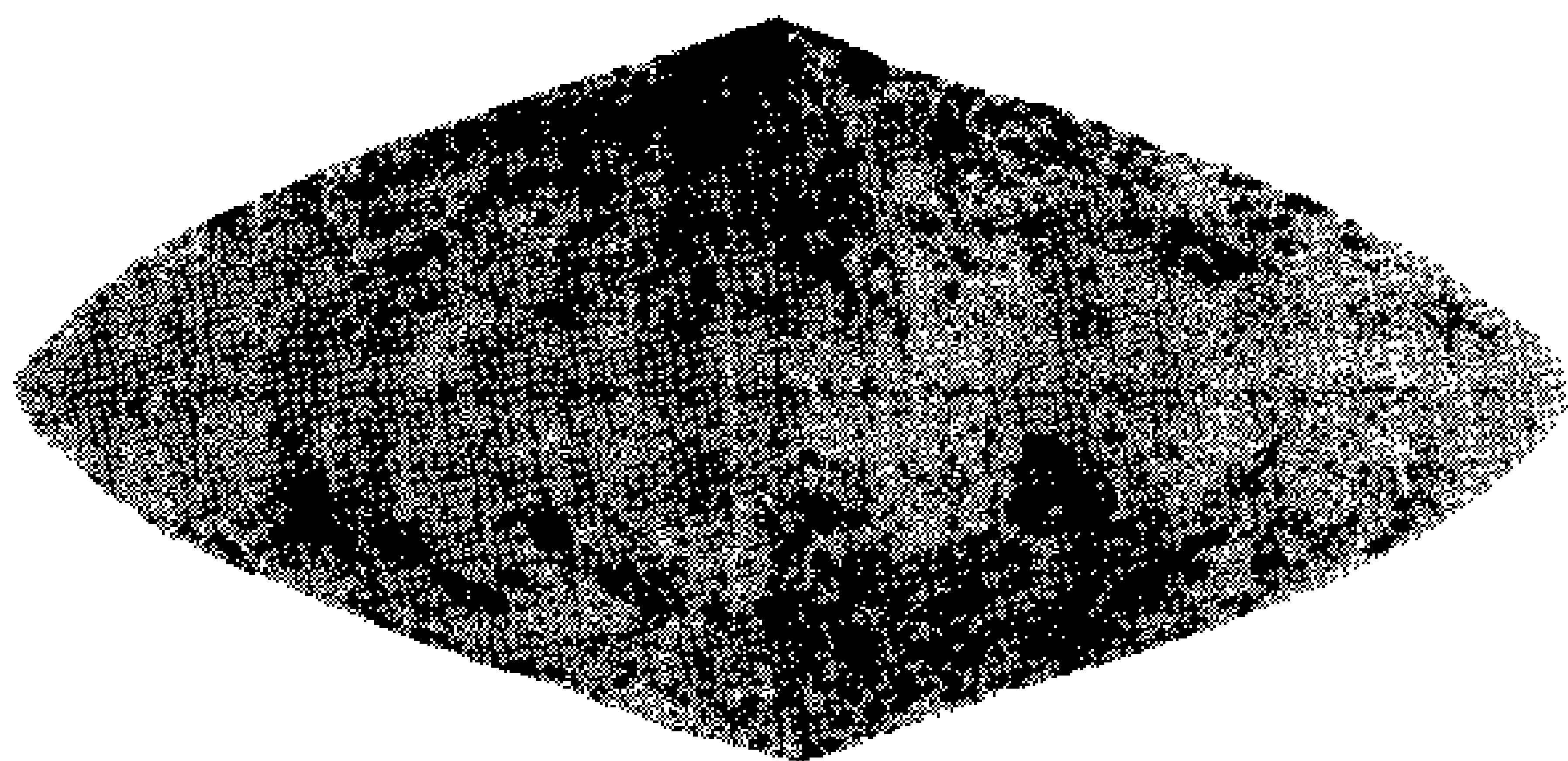


图 8.17 NGC 天体在银道坐标系的分布图

方法是将 M31 中新星最亮时视亮度与银河系中新星峰值时视亮度加以比较.两人得出不同的结论,一者是因为两人对我们银河系的大小意见不一致,另一原因是那时还未将新星和超新星加以区分开来.当然,现在新星仍用来测定邻近星系距离的方法之一.

关于旋涡星云是恒星系统还是气体星云之争,沙普利当时还



图 8.18 NGC 4565(Sb 型)的侧面图象，中间有一吸收带

不知有星际消光，从而降低了对银河系面亮度的估计.我们可看到，沙普利用了相当老练的意见来反对柯蒂斯没有合适的回答.沙普利的基本点是，如果旋涡星云是星系，它们看来应象恒星系统.这个问题直到 1923 年，哈勃用当时世界上最大的望远镜将 M31 的外围部分分解为单个的恒星后才得以解决.

关于旋涡星云的空间分布和退离速度方向的论争.若从严格地逻辑观点来看，沙普利似乎更好些，因为他仅用一个假设而解释两个观测事实(避蔽区和退离速度)，然而柯蒂斯却用三个假设去解释一个事实，且剩下一个事实无法解释.但从物理的角度看，柯蒂斯的论点则更好，因为他不需要引用新的物理规律去"拯救"现象.

这场论战当时没有结论.到 1923 年,哈勃在 M31 中证认出造父变星,这是一个非常巨大的成就.首先,哈勃将 M31 的外部区域分解出恒星;其次他需要证认和发现变星.由造父变星的视亮度和它的周期 - 光度关系可归算出到 M31 的距离.这个距离的现代值是 200 万光年,它显然是远在银河系之外,因此仙女座星云(M31)是一个独立的恒星系统.仙女座大星云是距银河系最近的较大的旋涡星系(麦哲仑云距我们银河系最近但是比起银河系来是小星系),由这一事实(距我们银河系最近的旋涡星系的距离是 200 万光年)可想到宇宙是多么巨大!

2. 星系的分类

哈勃对仙女座星云距离的开创性研究为研究河外星系打开了前沿的大门.现在我们知道,在可观测宇宙中约有 10^{10} 个星系,这些星系中有许多星系的质量与银河系相比拟;多数比银河系小;少数比银河系大得多.

对河外星系观测所获得的资料表明,河外星系的类型与由银河系获得的资料有很大的差别.因为对河外星系往往是鸟瞰,对资料的解释是比银河系更直接更概略.由于河外星系距离太远,观测资料的质量比起银河系来更贫乏,空间分辨率更低.因此这些资料提供的是概略图象,但缺少象银河系那样详细的数据.于是人们对银河系和河外星系的了解是两者平行地发展,两者互为补充,以完善我们对两者的认识.

(1)哈勃分类法

哈勃是星系天文学的开拓者,他依据大量观测资料于 1926 年提出了一个星系的分类方案,后经过几十年,他和另外几位天文学家的修改和补充,世称哈勃分类.哈勃按形态分为如下四类(图 8.19):

星系形态类型

(i) 椭圆星系(Ellipticals):E,圆形或椭圆形,亮度是平滑的分布.

(ii) 正常旋涡星系(Ordinary Spirals):S 或 SA,中央核球加平坦的盘,有旋涡结构.

(iii)棒旋星系(Barred Spirals):SB,中央核球加棒再加盘,有旋涡结构.

(iv) 不规则星系(Irregulars):几何形状不规则.

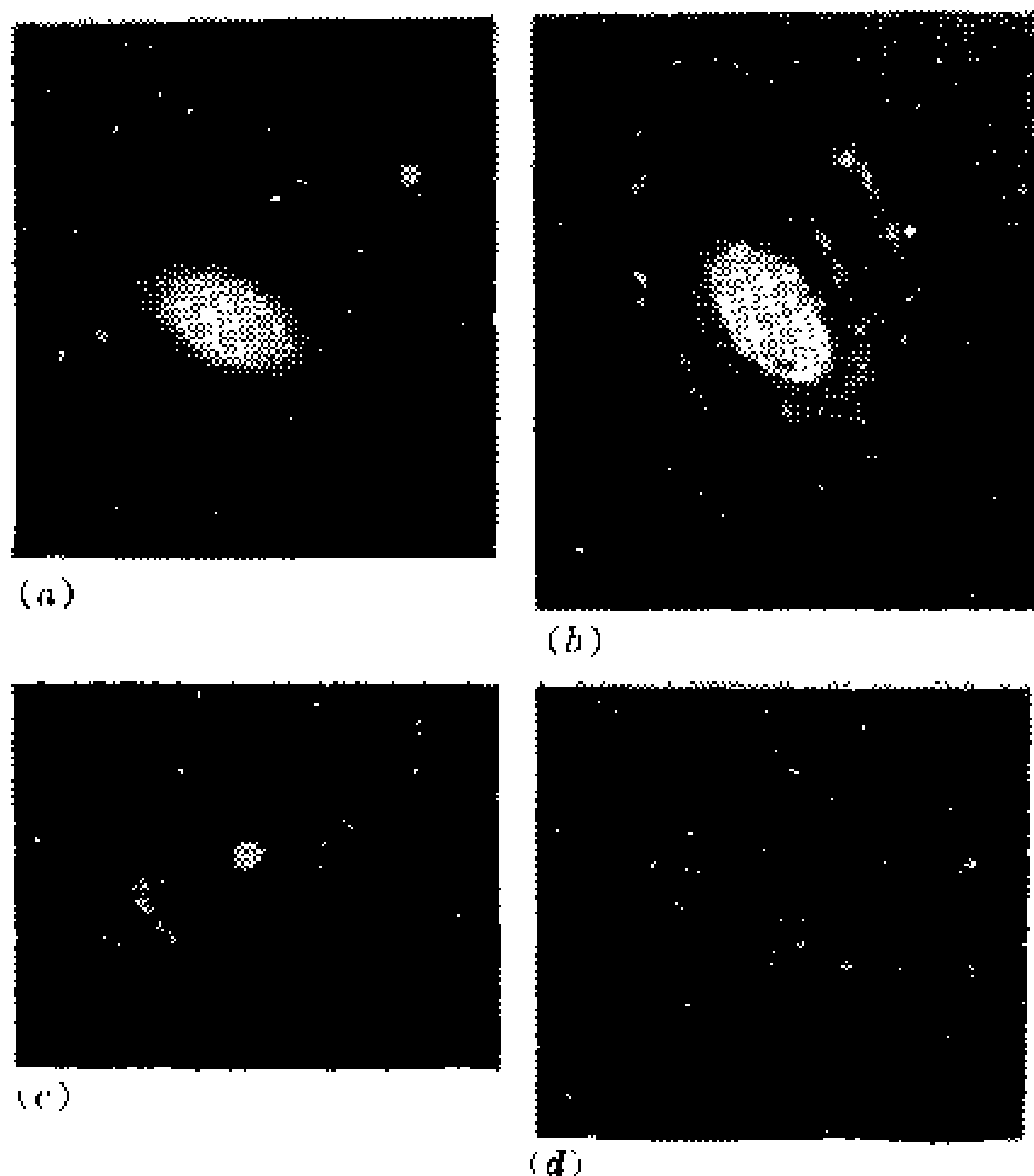


图 8.19 星系类别:(a)椭圆星系,(b)正常旋涡星系,(c)棒旋星系,(d)不规则星系

旋涡星系(正常旋涡和棒旋)和椭圆星系两者包含着可观测宇宙的大部分质量,不规则星系仅占百分之几.

旋涡星系与椭圆星系主要差别如下.

(A)椭圆星系中或然速度与旋转速度之比值较旋涡星系中的该比值大得多.这一事实可认为是椭圆和平坦的旋涡之间形

状的差别.

(*B*)大部分椭圆星系中气体含量少,尘埃似乎亦少,大部分旋涡星系和富有气体的不规则星系则相反.

(*C*)大部分椭圆星系中没有存在年轻星的证据,可能是由于缺少形成年轻星的气体和尘埃的缘故.

(*D*)椭圆星系无旋臂结构,盘形星系几乎都有旋臂;但是,由椭圆星系向旋涡星系的过渡型,如 S0 和 SB0 亦缺少旋臂.

(i)椭圆星系　这类星系通常中央较密,形状彼此相似,主要差别在于扁度和表面亮度向外下降率不同.在椭圆星系中未观测到 21 厘米射电辐射,表明气体和尘埃含量很少.典型的光谱类似于 K0—K5 型恒星光谱,辐射大部分来自 K 和 M 型巨星,但成员星主要是矮星.

椭圆星系用字母 E 表示,按扁度不同分为 E0 到 E7. E 后面的数字 n 由下式定义:

$$n=10\frac{a-b}{a} \tag{8.42}$$

其中 a 和 b 分别是椭圆的半长径和半短径,以角度为单位,n 取整数.上式确定的仅是视偏度而不是真偏度.以前曾认为这个序列是旋转增加的序列,近来研究表明,椭圆星系中恒星的运动很复杂,偏度增加不是因为旋转增加,而是由于大的或然速度的不同向性.从理论上我们知道产生这种扁平性需要长时间的恒星动力学运动.图 8.20 是椭圆星系的例子.

(ii)旋涡星系　具有旋涡结构的星系叫做旋涡星系.这类星系是相当扁平的(图 8.18).旋臂位于很薄的平面内.旋臂跟以星系中心为圆心的圆相交,其交角大小可用来表示旋涡星系的形状.交角小,旋臂缠绕紧;交角大,旋臂缠绕松.在哈勃分类中,按照旋臂缠绕的松紧程度,各分为 Sa, Sb, Sc, 和 SBa, SBb, SBc 三个次型.大体说来,下标 a, b, c 分别对应于交角 10°, 15°, 和 20°左右.图 8.21 是正常旋涡



图 8.20 熟悉的椭圆星系,从左上角到右下角次序为:
NGC4636(E0/S0₁),NGC4278(E1),NGC4406(E3),NGC4697(E5),
NGC3377(E6),NGC3115(E7/S0₁)

星系三个典型例子,分别为 Sa,Sb 和 Sc.图 8.22 则是棒旋星系的四个例子.旋涡星系中央部分的天体与椭圆星系类似,而旋臂部分相差很大,旋臂内充斥着星族Ⅰ天体,尤其是气体、尘埃和年轻恒星.从 a 型到 c 型,星族Ⅰ的特征在发展.

哈勃分类不是一个演化序列.虽然天文学家已提出星系演化的理论,但距得出确定的计算那还是很遥远的.

哈勃曾把更接近椭圆星系的星系称为透镜星系.透镜星系有明亮的核球和扁盘,但没有旋臂,形似透镜.以 S0 表示,并认为 S0 是椭圆星系与旋涡星系之间的过渡星系,他绘制了一幅形如音义的图(图 8.23).

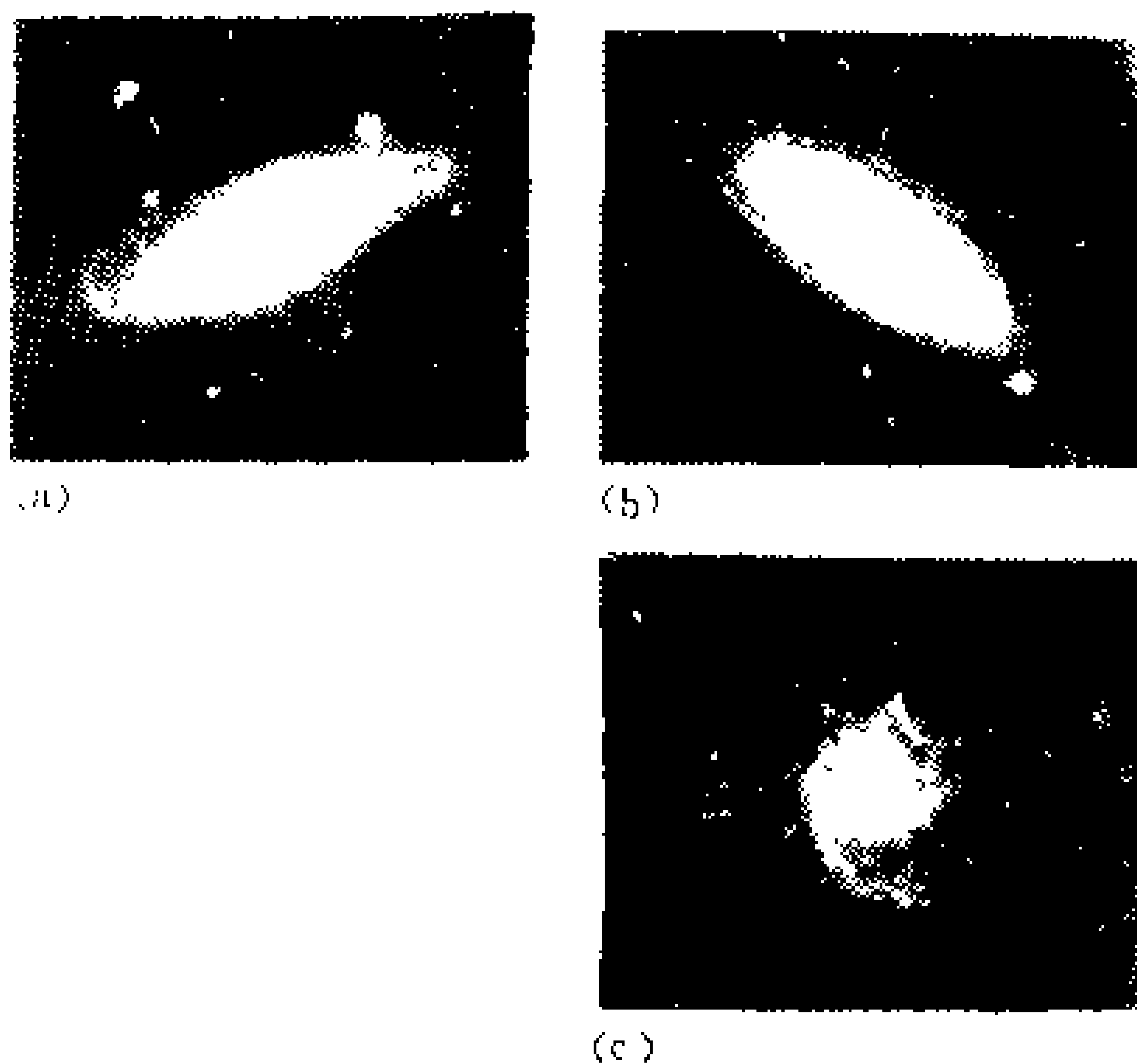


图 8.21 正常旋涡星系.(*a*)Sa 型 NGC2811,(*b*)Sb 型 NGC 2841,(*c*)Sc 型,NGC628

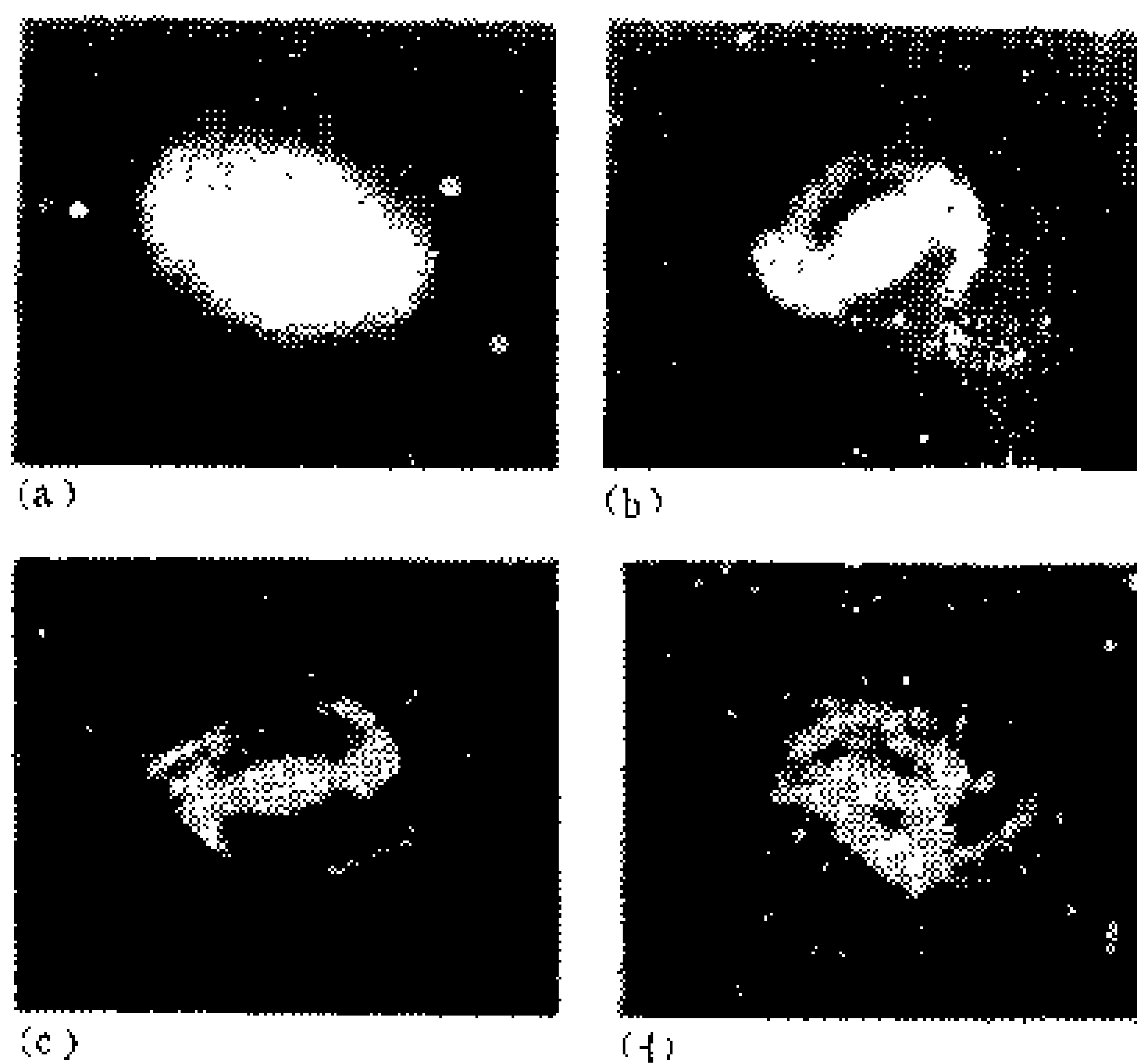


图 8.22 棒旋星系.(*a*)NGC2859(SB0),(*b*)NGC175(SBab),(*c*)NGC1300(SBb),(*d*)NGC2525(SBc)



图 8.23　哈勃"音叉"图

(iii) 不规则星系　符号 Irr，它们没有旋涡结构，形状不对称，有的好象碎裂为几部分(图 8.24)．这类星系又分为两类，分别标为



图 8.24　不规则星系LMC

Irr Ⅰ,Irr Ⅱ.前者颜色偏蓝,色指数 B－V 约为 0.35;后者呈黄色,B－V 等于 0.8 左右.

在已观测到的星系中,不规则星系的数目很少,约占 3%.应当指出,这种比例受选择效应影响不太真实.

(2)德沃库勒分类

德沃库勒指出哈勃将旋涡星系分为两大类,这太密集,不能反映各种各样的旋涡星系.他提出用二维来描述旋涡星系,他修正的分类图如图 8.25 所示.该图与哈勃图有三点不同.(1)外加某些次型 E^+, $S0^-$, $S0^+$, $S\alpha$, Sm,并引入了 Im,(2)分为三系列,即 SA,SB,SAB.(3)引入 r 和 s,表示是环形或是 s 形结构.

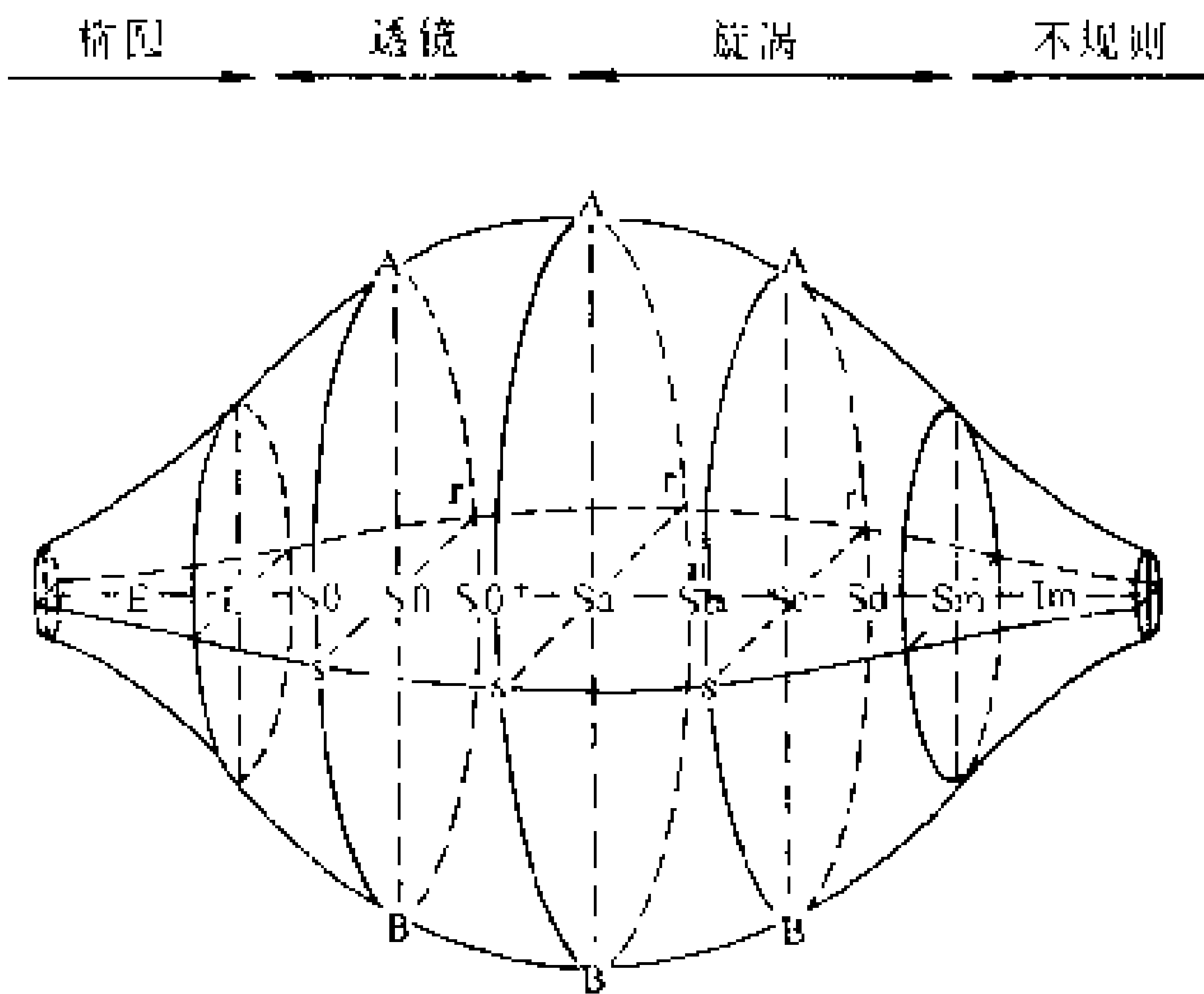


图 8.25 推广的哈勃分类

另外还有叶凯士分类系统和 DDO 分类系统亦称范登堡系统,DDO 是美国戴维·邓洛普天文台(David Dunlap Observatory)的缩写.范登堡绘出三叉图(图 8.26).

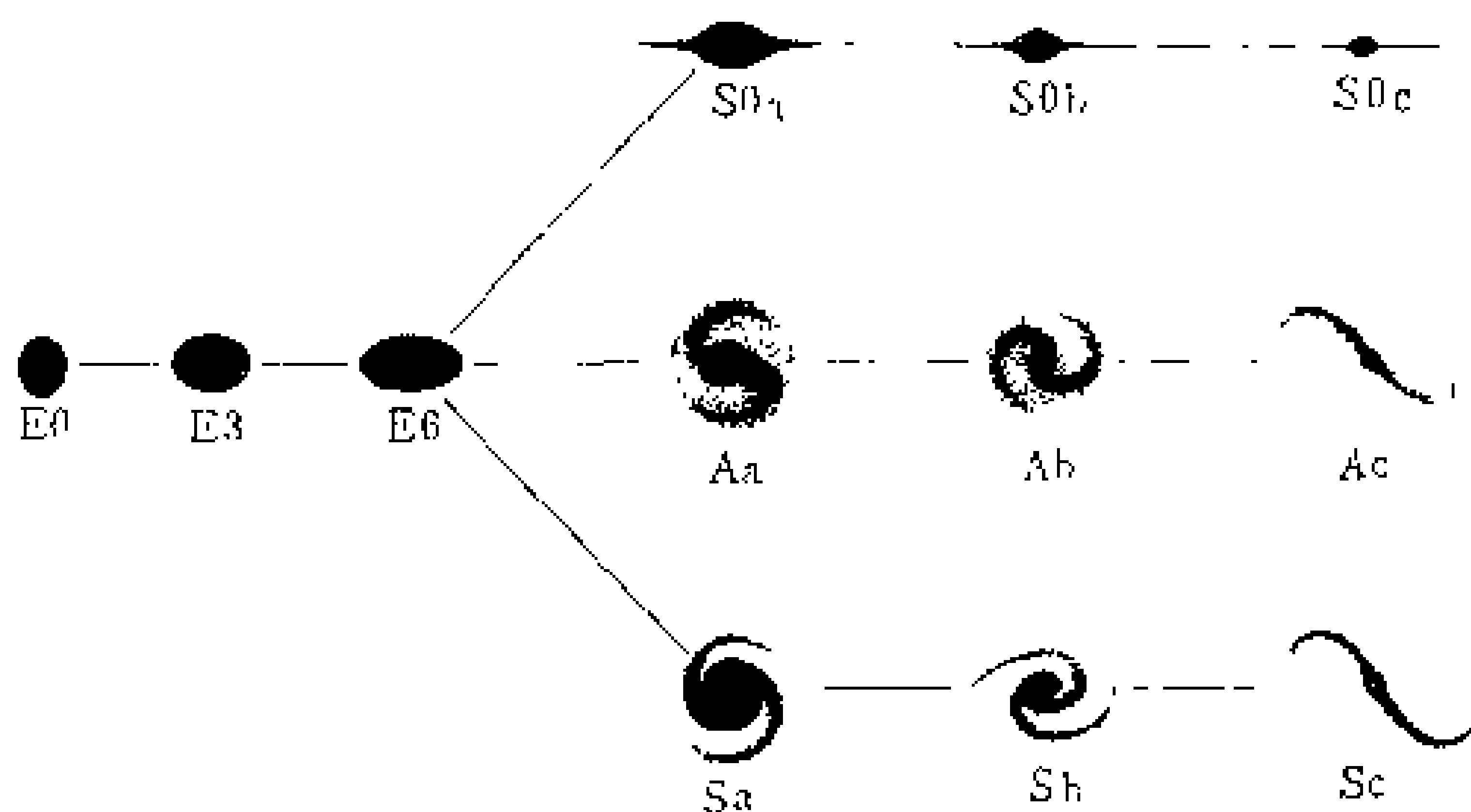


图 8.26 范登堡的星系分类三叉图

3. 星系类型的统计分析

虽然星系可以分类，它们的类型并非客观的描述而是带有人为色彩，只是方便的方法. 情况往往会这样，不同的研究者用同样方法可得出不同类型的星系数.

当我们用某一星系表作统计分析时，情况会更一致些. 但某一给定星系在单位体积内出现的频数比之光度函数的可靠性稍差一些，因为我们需要知道大量星系的距离和光度.

德沃库勒(1963)发表了他对 1500 个星系统计的结果(表 8.3 和表 8.4). 这可看作他是对 $m_{pg}=13^m$，距离在 4 Mpc 内 $Mp_g=-15^m$ 的星系是完备的；这就是说，对高光度和中等光度的星系都被包括，而比 M32 弱的矮星系则很少.

不受投影影响的星系的真实扁平度到底如何？从哈勃开始，许多人都在处理这个问题. 尽管理论还不完全，选择性和经验的系统因素已被用于观测资料的分析.

表 8.3　主要星系类型的分布

类型	星系数	百分比
E	199	13.0
S0	329	21.5
S	934	61.1
Im	39	2.55
I0	13	0.85
Pec	14	0.9
全部	1528	100.0

表 8.4　视扁平度的分布

扁平度参数	星系数	百分比
0,0—1	41	21
1,1—2	27	14
2,2—3	34	17.5
3,3—4	35	18
4,4—5	23	11.5
5,5—6	19	9.5
6,6—7	17	8.5

当半长轴半短轴为a_0和b_0的椭球旋转到这样的倾斜度，它的赤道面与视线构成一个i角，这时我们看的椭圆的半轴为$a=a_0, b\leqslant b_0$. 如果真实扁率为$e=1-q_0$，那末视扁平率$\varepsilon=1-q$，其中$q_0=b_0/a_0, q=b/a$. 角度i由下式给出

$$\sin i=[(q^2-q_0^2)/(1-q_0^2)]^{\frac{1}{2}} \tag{8.43}$$

对于或然取向的半短轴，倾角i位于$i+di$之间的几率将是$\cos i di=d(\sin i)$. 换句话说，真扁度为e_n而看起来象E_n星系（扁度为ε_n）的几率是

$$\Delta_{n-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}\sin i=\sqrt{\frac{q_{n-1/2}^2-q_{n+1/2}^2}{1-q_0^2}} \tag{8.44}$$

对于旋涡星系的各次型的分布如表 8.5 所示，其中真分布是作了选择效应的改正.

表 8.5　旋涡星系分布

类　型	视分布百分比	真分布百分比	绝对星等
S0/a, Sa	13.6	13.3	$-18^{m}.4$
Sab, Sb	25.3	9.4	−19.1
Sbc, Sc	33.6	13.8	−19.0
Scd, Sb	17.2	21.0	−18.2
Sdm, Sm	6.6	22.8	−17.5
Im	3.7	19.7	−17.2

4. 光度函数

河外星系研究中最感兴趣的量值之一是光度函数 $\varphi(L)$，它确定了位于体积 δV 内光度为 L 到 $L+\delta L$ 范围内的星系数，即

$$\delta N = \varphi(L)\delta L\delta V \tag{8.45}$$

其中函数 φ 称为星系的光度函数. 与此相关的一个量是富星系团的光度密度 $n(L)$，它的定义是 $\delta N = n(L)\delta L$，它的含义是星系团中光度几乎为 L 的星系数. 应注意 φ 是在一定的体积内每单位光度的星系数.

求星系光度函数 φ 的方法类似于求恒星光度函数. 为了得到 φ，大都根据星系星表和由红移推出的距离. 这些研究的共同结论是每单位光度的星系数密度随着光度的增加而平稳地下降. 斜率的陡度在特征光度 L^* 处明显地增加，L^* 对于哈勃常数 $H_0 = 50$ 千米/秒/百万秒差距时对应于绝对星等 $M_V = -21.5$.

某些富星系团的光度密度 $n(L)$ 也被某些作者求出，其结果发现，大部分星系团，密度函数 $n(L)$ 的形状类似于光度函数 $\varphi(L)$ 的形状. 因此 $n(L)$ 的斜率随 L 的增加而平稳地下降，斜率的陡度也几乎在特征光度 L^* 处增加，低于 L^*，光度密度的斜率一般可表为 -1.5 ($\delta N \sim L^{-1.5}\delta L$)，在 L^* 之上，斜率变为 -2.75.

史齐特已推出 φ 和 n 的拟合表达式:

$$\varphi(L) = \left(\frac{N_0}{L^*}\right)(L/L^*)^{\alpha}\exp(-L/L^*) \tag{8.46}$$

其中 $H_0 = 50$ 千米/秒/百万秒差距.

$$L^* = 3.4 \times 10^{10} L \tag{8.47}$$

它相当于

$$M_V^* \simeq -21.5^{\mathrm{m}},\ M_B^* \simeq -20.6^{\mathrm{m}} \tag{8.48}$$

最好的拟合值 $\alpha = -1.25$;后来研究表明 α 的最佳值可能为

$$\alpha = -1.5$$

在($\log\varphi$, $\log L$)平面内,由(8.46)式给出的函数 φ,当 $L \ll L^*$ 时,φ 沿着斜率为 -1.5 的直线随 L 增加而下降,然后变陡,当超过 $3L^*$ 时,星系很少.实际上,对于 cD 型星系(cD 星系是叶凯世星系系统中指具有椭圆星核外有延伸壳层的一类星系),L 可近于 $10L^*$ 的星系已观测到,因此,(8.46)式并不能精确地表示高光度星系的情况.

由(8.46)式,在某一体积内光度大于 L 的星系总数为

$$N(>L) = \int_{L}^{\infty} \varphi(L')dL' = N_0 \int_{x=L/L^*}^{\infty} x^{\alpha} e^{-x} dx$$

$$= N_0 \Gamma(1+\alpha, L/L_*) \qquad (8.49)$$

上式中 Γ 是非完整 Γ 函数.如果 $\alpha < -1$,由上式预言的星系总数当 $L \to 0$ 时则发散.但是,这些星系的总光度是一定的,$\alpha > -2$,即

$$L_{总} = \int_{0}^{\infty} \varphi(L)LdL = N_0 L^* \Gamma(2+\alpha)$$

$$\approx 1.77 N_0 L^* \quad (\alpha = -1.5) \qquad (8.50)$$

图 8.27 是星系光度函数的拟合结果.

费尔坦(1985)对星系光度函数作了更好的论述(Comments Astrophysics, 11, 53).应记住,史齐特推出的光度函数是经验的光度函数,他用两个适当的参数去拟合观测数据而得出方便的分析表达式,这个表达式对比较不同的星系抽样是很有用的.

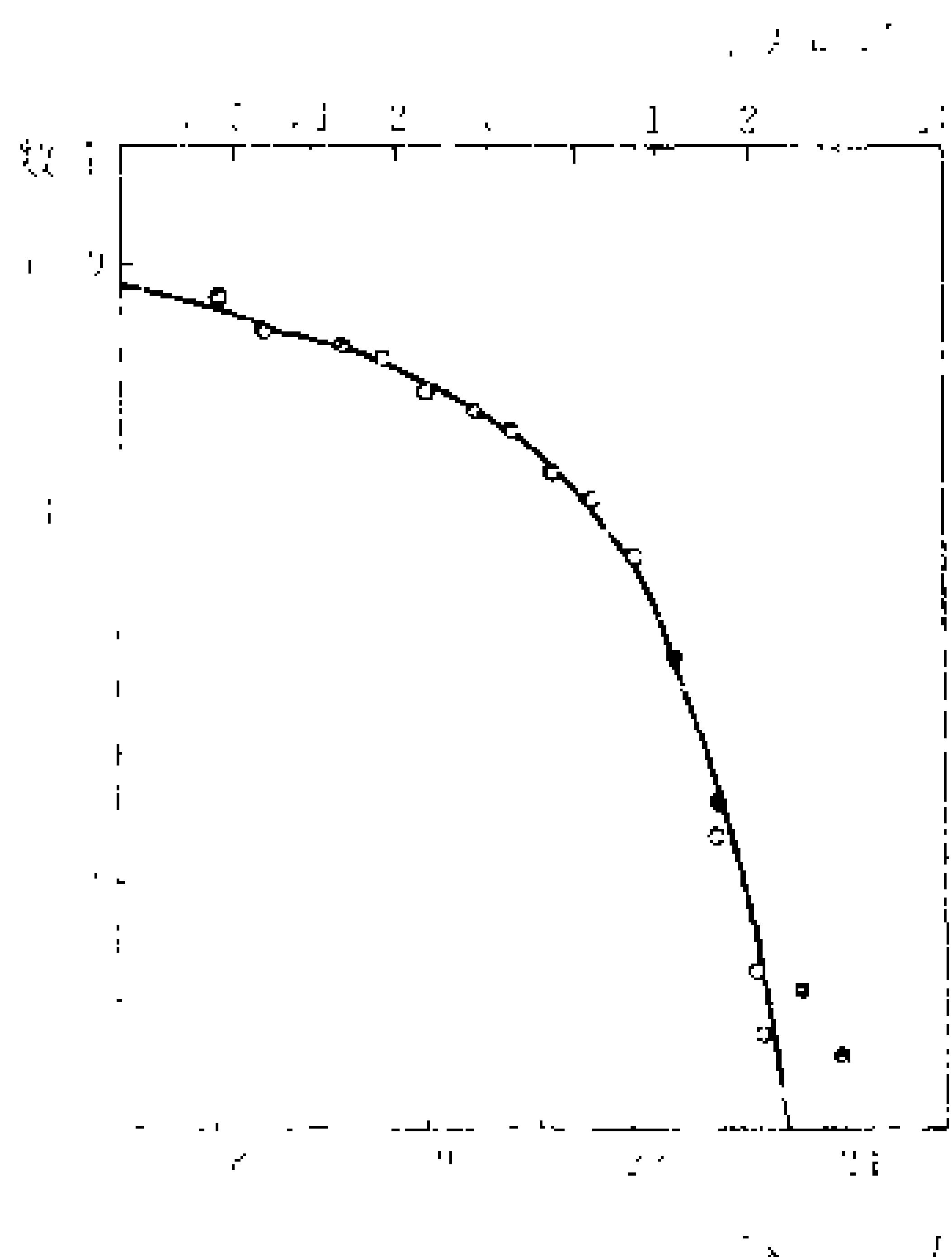


图 8.27 组合的星系团的光度函数的最佳拟合. ○——组合的星系团的光度分布 •——作了 cD 星系影响的结果

5. 星系的表面亮度

星系的结构若已知，它的总光辐射是很重要的. 因为大椭圆星系是宇宙学中测量距离的标准烛光，所以它的光辐射也是重要的. 一个星系的总光度或者与此等价的星等有几个原因使得它很难确定的精确而明确. 首先，星系的边缘不是完全肯定的，它的延伸区域很暗弱且有低光度坡度. 其次，来自星系的光由于宇宙膨胀而产生红移. 这第二个效应原则上可以很容易克服，因为红移值与距离有关. 遗憾的是到遥远星系的距离也是不确定的，距离的误差直接影响到为了改正红移的星系的星等. 第一个效应根据星等和等光强度边界辐射光的数量的关系可加以补偿. 这个可取夜晚天空平

极限亮度,约为 26.5 照相星等(每平方弧秒). 用这种方法测量巨椭圆星系的星等范围为 -22 到矮椭圆星系的 -10. 绝对星等随星系类型而变化. 椭圆星系宇宙中最亮的为 $M_V \sim -22$, 而本星系群中 Leo II 这一矮椭圆星系下降到 -9. 旋涡星系或透镜星系则由 -22 降到 -16; 不规则星系由 -18 下降到 -12; 绝对星等的范围由 -9 至 -22, 相当于光度范围为 10^6 — $10^{11} L_\odot$.

除总光度外,一个星系的光电扫描能提供它的投影光度 $I(r)$ 分布的信息, $I(r)$ 定义为星系每单位面积发射的视光强度. 观测表明对于 E, S0 和 S 型星系 $I(r)$ 是不同的.

对于 E 型星系, $I(r)$ 由中心向外是平滑地变化, 这没有发现有大的间断或破缺. 事实上, 正常椭圆星系除了靠近星核以外可很好地以下式表示 $I(r)$:

$$\frac{I(r)}{I_0} = \begin{cases} \left(\frac{r}{a}+1\right)^{-2} & \text{对于 } \frac{r}{a} < 21.4 \\ 22.4\,(r/a+1)^{-3}, & \text{对于 } \frac{r}{a} \geq 21.4 \end{cases} \tag{8.51}$$

其中 a 和 I_0 是与星系有关的参量, r 是由中心沿投影的半长轴测出的距离. 另外一个与(8.51)式相一致的表达式为

$$\log\left[\frac{I(r)}{I(a)}\right] = -3.3\left[\left(\frac{r}{a}\right)^{\frac{1}{4}} - 1\right] \tag{8.52}$$

在此表达式中, $r=a$ 是从中心到这样的距离, 在此范围内发射光的一半. 这一公式对 $M_V < -17$ 的椭圆星系能较好地拟合, 如果 $I(a)$ 这一参量是合适的话.

根据(8.52)式, 椭圆的二维的像反映了随着辐射光的平滑变化的单一分量系统. 椭圆星系大部分质量集中在恒星, 恒星提供了星系的大部分辐射光. 因此, 三维的(体积的)光度的了解是一个重要的观测参量. 由于观测到的椭圆的取向不知道, 由投影的面分布推出体分布是很困难的. 对于 E0 星系, 由(8.51)式第一项给出 $I(r)$,

那末对于距中心距离为 ρ 之内的体光度可表示为

$$L(\rho) = L_0 A\left(\frac{\rho}{\alpha} + 1\right)^3 \tag{8.53}$$

此处 α 是一比例因子. 如果我们设在 ρ 内的质量 $M(\rho)$, 与 $L(r)$ 成比例, 由(8.5)式得出椭圆星系有很高的向中心的集中趋势.

透镜星系的光度测量标明某种组合结构. 如图 8.28 所示. 内部区域类似于(8.52)式的球形分布, 对于 $\frac{r}{a} > 0.1$, 近似为

$$\log(I(r)/I_0) = -\alpha r \tag{8.54}$$

透镜星系表现为由椭圆星系的光度分布的星核和外部镶嵌上一个指数形式分布的一个盘. 其三维模型类似于 S0 星系的(8.53)式的结构更难构成, 但可设想 $L(\rho)$ 在星核以外可能是以 $\frac{1}{\rho^2}$ 下降.

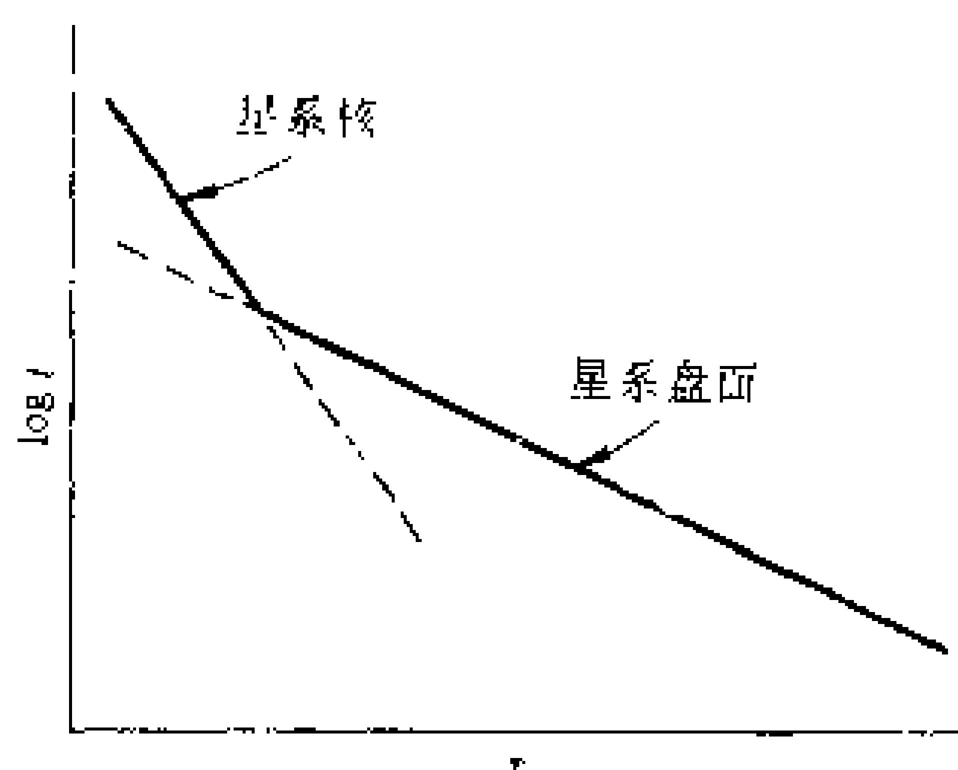


图 8.28 透镜星系投影光度随径向分量的分布(示意图)

S 星系由于具有旋臂, 并嵌有气体和尘埃, 以及指向效应, 其光度分布更复杂. 图 8.29 是 Sc 型星系 NGC628 的照相表面亮度与视角直径(弧秒)的关系图, 该星系(参看图 8.21c)正面对我们,

距离为 9.2Mpc. 由图可见，存在旋臂(星核每边有三个)，该星系的光的分布很不规则，有一个平滑的盘分布(虚线所示). 各旋臂的亮度差别很大. 该星系的 $I(r)$ 有三个分量:(1)盘分量(虚线部分),(2)星系核分量,(3)旋臂分量，它可由总亮度减去盘分量而得到. 其星系核和盘两分量类似于 S0 星系.

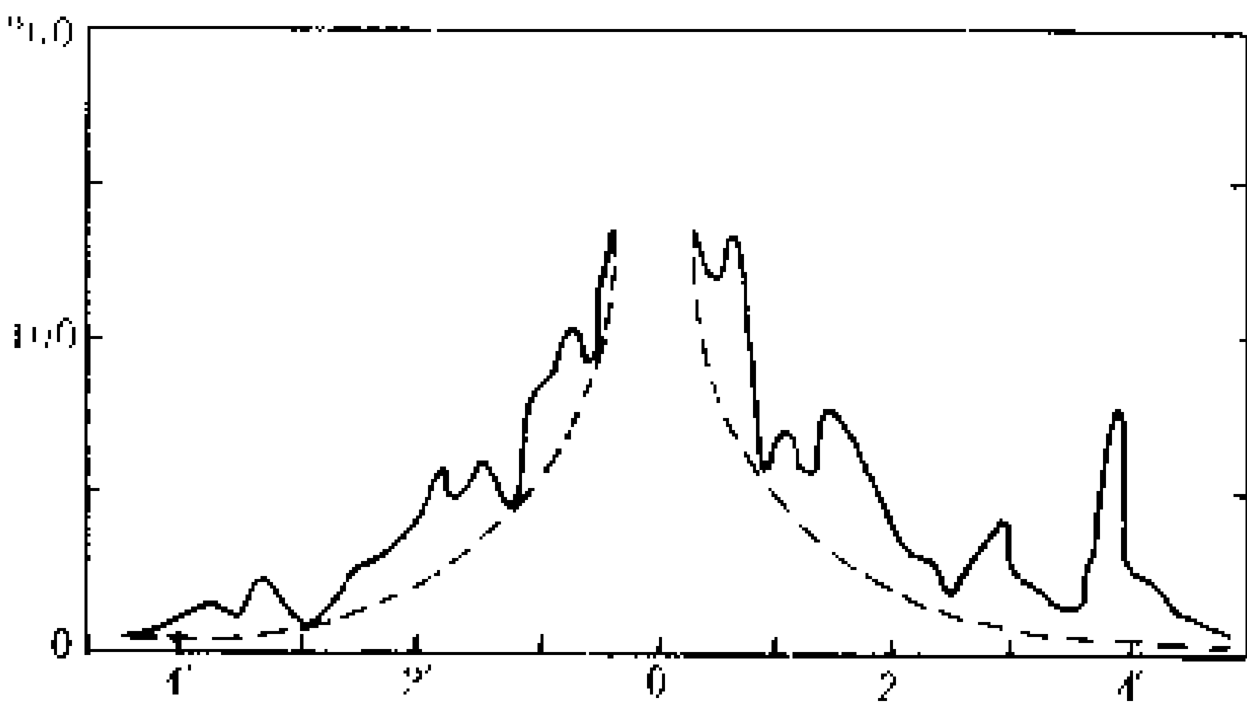


图 8.29　NGC628(Sc)的照相面亮度与视角直径的关系，角直径以弧秒为单位虚线为星系盘面亮度

对于面对的 Sc 星系的照相星等每平方弧秒的分布可近似地表示为

$$m_{pg}=21.3+5.5\frac{r}{a} \quad (对于盘面) \quad (8.55)$$

$$m_{pg}=20.15+50\frac{r}{a} \quad (对于星系核) \quad (8.56)$$

图 8.30 是 Sc 星系的每平方弧秒的照相星等相对于 $\frac{r}{a}$ 的分布. 实线为总亮度，它与盘加核之差为旋臂的光辐射. 这些 Sc 星系盘提供光辐射的百分之五十七，旋臂约占百分之四十一，星系核仅占百分之二.

SB 星系暗示着中心棒是主要特征，但光度测量表明，在几乎是轴对称的星系盘中它仅占很小的一部分. 例如，由棒发出的辐射

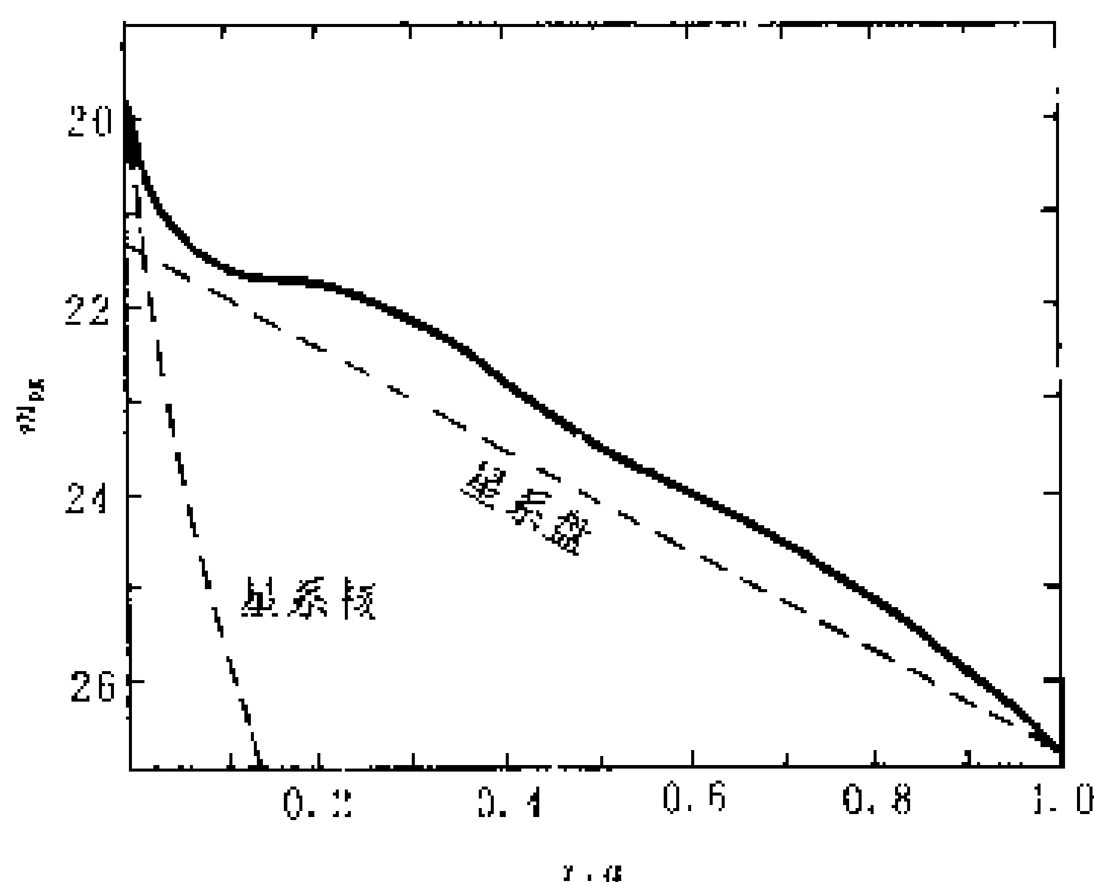


图 8.30 每平方弧秒的照相星等与 $\frac{r}{a}$ 的关系图，这是8个 Sc 星系的平均值

L_B 和总辐射 L_T 之比，对于三个 SB 星系而言，$L_B/L_T \simeq 0.12$，棒的半径 a_B 与盘的半径 a_D 之比，$\frac{a_B}{a_D} \simeq 0.18$. 现在的观测表明，S 星系和 SB 星系在棒外都有相同的 $I(r)$.

6. 本星系群

用统计方法分析星系的分布，发现它们有集结成大小不同的系统的倾向. 孤立的星系只占少数，多数星系成群. 星系群由 10 个至几十个星系组成. 比星系群更大的系统是星系团，它由几百个或几千个星系组成，平均直径为几兆秒差距. 超星系团是现在已知的最大的星系集团，关于星系团和超星系团在以后 §8.4 中加以讨论.

(1)本星系群概况

在搜寻银河系近邻的过程中，天文学家发现了一群星系，它们位于 1 兆秒差距的范围内，这些星系组成一个独立的群——本星系群(Local group of galaxies). 随着对星系距离的改进和新的矮星系的不断发现，本星系群的数目在不断增加. 表 8.6 列出了本星

系群部分成员的某些数据.

为了显示表 8.6 中的星系在空间的相对位置,将它们投影在平面上(图 8.31).可以看出,本星系群的几何中心没有星系聚集,它的结构很松散.

本星系群有两个子群:我们的银河系(Sbc 型)和 M31,它是 Sb 型旋涡星系.

银河系有两个伴星系:大麦云和小麦云.它们比 M31 距银河系的距离小十倍.这两个星系都是不规则星系.

M31 的两个邻近星系是 M32 和 NGC205(图 8.33),以及更远些的双伴星系:很稀有的矮椭圆星系 NGC147 和 NGC185.更远的子星系群是 M33(Sc 型).

本星系群的特征可归纳如下:

表 8.6 本星系群的部分成员

星系	类型	距离 (千秒差距)	直径 (千秒差距)	质量 ($M_\odot$)	视向速度 (千米/秒)
大麦哲伦云	Irr I	52	8	1×10^{10}	270
小麦哲伦云	Irr I	63	5	2×10^{9}	168
M31	Sb	680	52	4×10^{11}	−275
M32	E2	680	2.1	2×10^{9}	−210
NGC 205	ES	680	4.2	8×10^{9}	−240
M33	Sc	720	18	2×10^{10}	−190
NGC 147	E	680	2.4	1×10^{9}	−250
NGC 185	E	680	2.9	1×10^{9}	−300
IC 1613	Irr I	680	4	2.5×10^{8}	−240
NGC 6822	Irr	660	1.7	3×10^{8}	−40
玉夫星系	E	86	2.4	3×10^{6}	−
天炉星系	E	188	6.2	2×10^{7}	40
狮子Ⅰ星系	E4	230	1.8	3×10^{6}	−
狮子Ⅱ星系	E1	230	1.3	10^{6}	−
天龙星系	E	77	1.0	10^{5}	−
小熊星系	E	68	2.4	10^{5}	−

1. 按一般定义，本星系群彼此是很松散的系统，其成员星系的距离远大于星系的大小.

2. 星系团的观测告诉我们，大的椭圆星系和旋涡星系在光度和尺度上相差不大. 由本星系群的研究可得出这样的结论. 不规则星系与矮椭圆星系相比拟.

3. 不规则星系是稀少的类型.

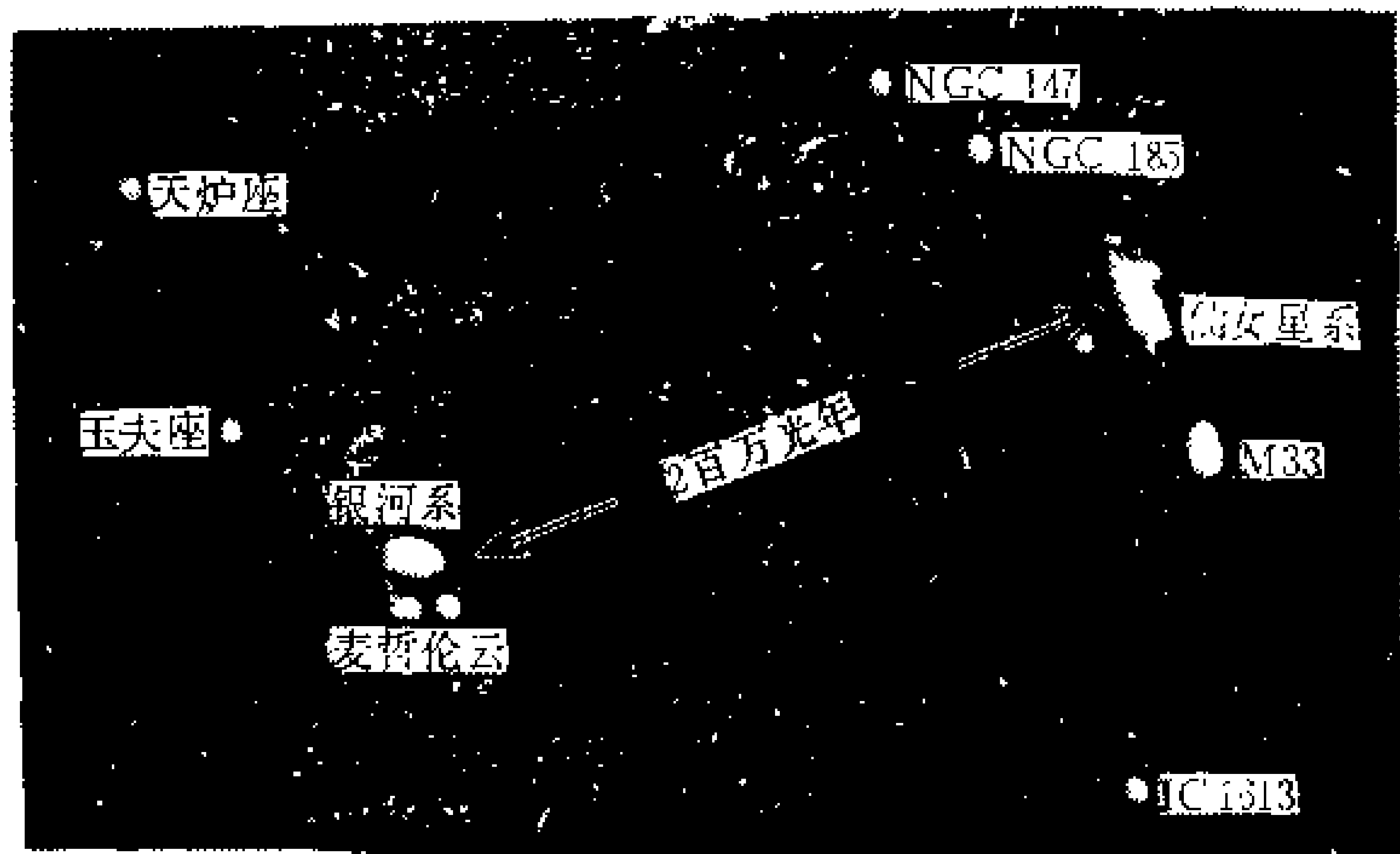


图 8.31　本星系群的部分成员的空间分布

(2) 麦哲伦云

1519—1521 年，葡萄牙人麦哲伦(F. Magellan)航海到南美洲南端时，发现天顶附近有两个很大星云. 后来称这两个星云为麦哲伦星云，其中较大者称为大麦哲伦云，小的称为小麦哲伦云，简称大麦云(LMC). 大麦云位于剑鱼座(Dor)和山案座(Men)交界的地方，小麦云在杜鹃座(Tuc)内. 它们离南天极只有 20 °左右，因此在北纬 20 °以北的地方，这两个星云是永不升起的天体.

大、小麦云离太阳分别为 52 千秒差距和 63 千秒差距，它们都属于不规则星系. 21 厘米射电谱线观测表明，大、小麦云都在自转. 它们的基本参量列入表 8.7 中.

表 8.7　麦哲伦云有关参量

参量	大麦云	小麦云
到太阳的距离(千秒差距)	55	63
极限星等 m_B	$0^m.6$	$2^m.8$
极限色指数 B - V	$0^m.55$	$0^m.50$
银纬 b	$-33°$	-45
线直径(千秒差距)	10 - 13	4
极限绝对星等 M_B	$-18^m.1$	$-16^m.2$
$M/M_⊙$	1×10^{10}	2×10^9
质光比 $\frac{M}{L}/\frac{M_⊙}{L_⊙}$	5.5	~ 7
相对银心的速度 V_r (千米/秒)	+ 40	- 15



图 8.32　大麦哲伦云

为了有助于研究大麦云，Hodge 和 Wright (1967)发表了它的照相星图.图中标明 2000 颗变星、1100 个星团和 500 个 H II 区.后来 Humphreys 等绘制了大麦云的恒星的 H-R 图.(见图8.34).

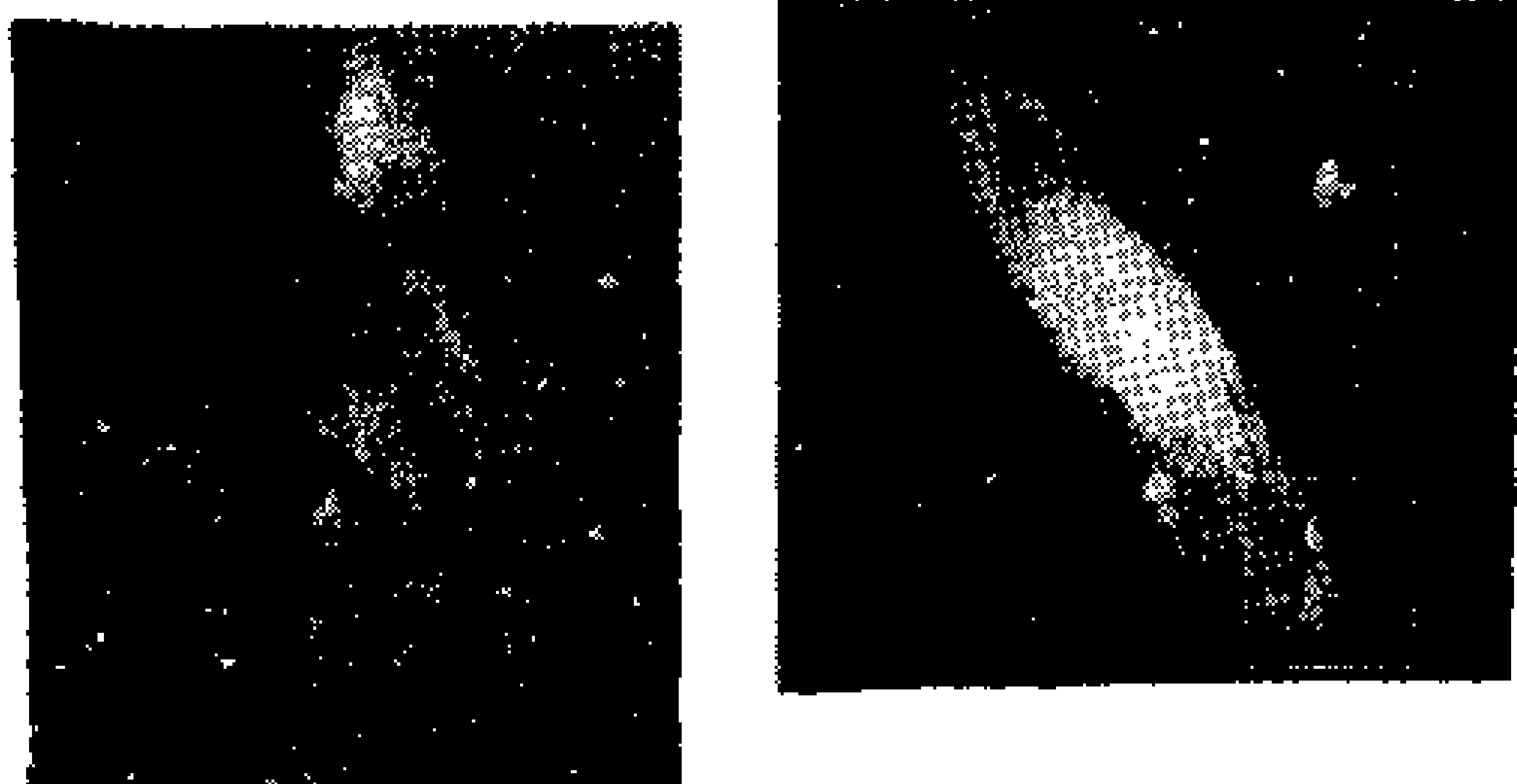


图 8.33 (*a*)仙女座大星云 M31.箭头所指是它的伴星系
(*b*)是(*a*)中方框的放大细节,可看出单个的恒星

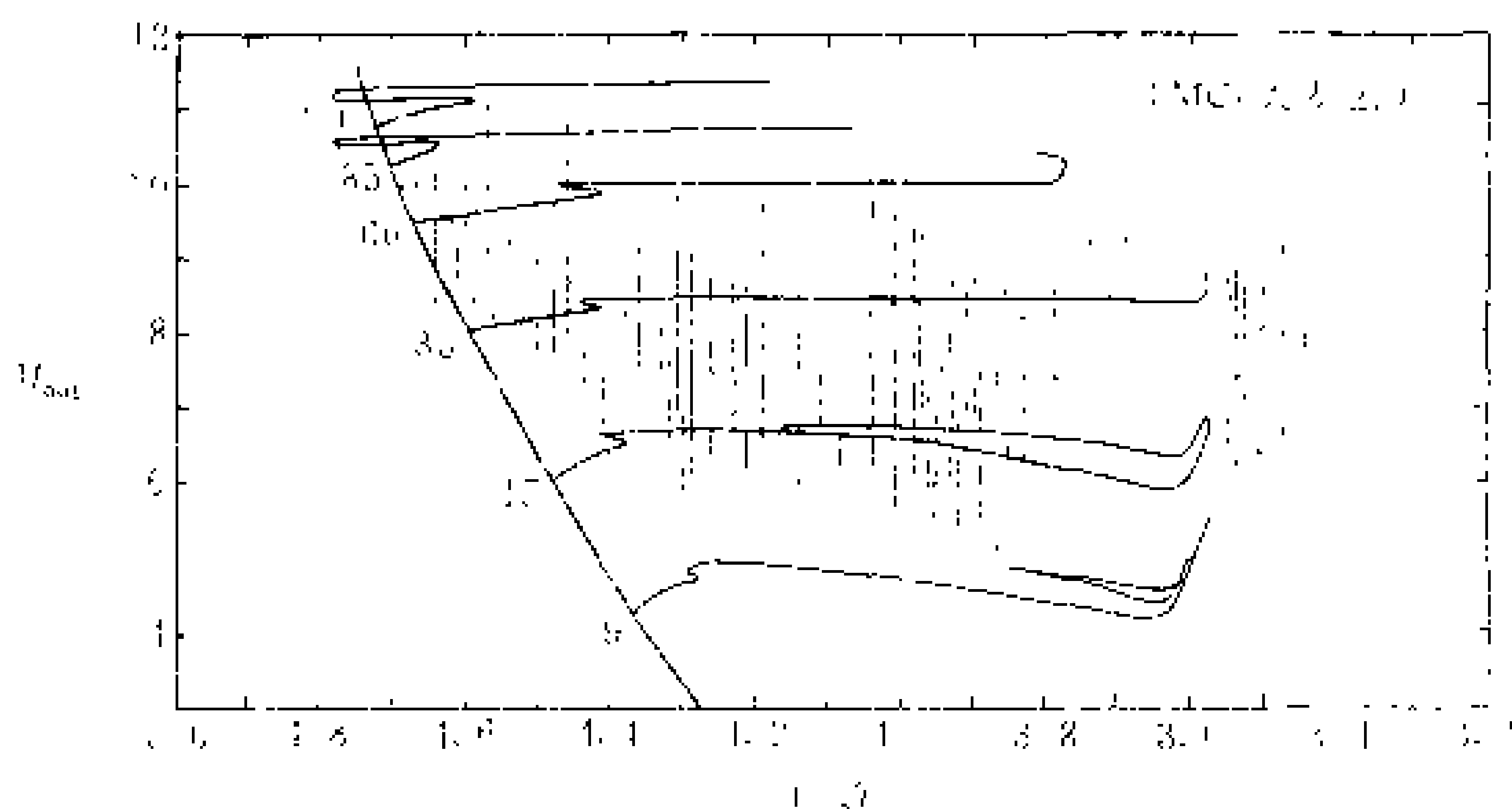


图 8.34 大麦云的 H－R图

大麦云或小麦云内的所有天体大致位于离太阳相同的距离处,这对于研究恒星的固有性质是十分有利的(消去距离因素的影响),从星系角度看,它们离银河系最近,这便使得大、小麦云无论在恒星世界或星系世界的研究上都占有重要地位.

大、小麦云之重要还在于在其中发现了众多典型的天体:O 型星、B 型星、WR 星、变星、星协、星团、行星状星云、超新星(如

SN1987A)、超新星遗迹、脉冲星、X射线源等. 变星的种类有：造父变星、天琴RR变星、不规则变星、新星等.

大麦云中有一个引人注目的天体，它是剑鱼30，由于形似蜘蛛，故又名蜘蛛星云. 它是迄今天文学家发现的最巨大的发射星云，它被一群 O 型和 B 型星照射而发光，估计它的质量约为$5\times10^6 M_\odot$，直径约为500秒差距.

射电观测表明，大、小麦云中含有大量气体. 尤其是小麦云，$M_{气}/M_{总}=\dfrac{1}{3}$. 这两个星系有一个共同的气体包层，并与银河系之间形成"气体桥"，这座桥可能是在银河系的潮汐力作用下从大、小麦云中拉出气体造成的. 图8.35是大、小麦云HI气流在银道坐标中的位置.

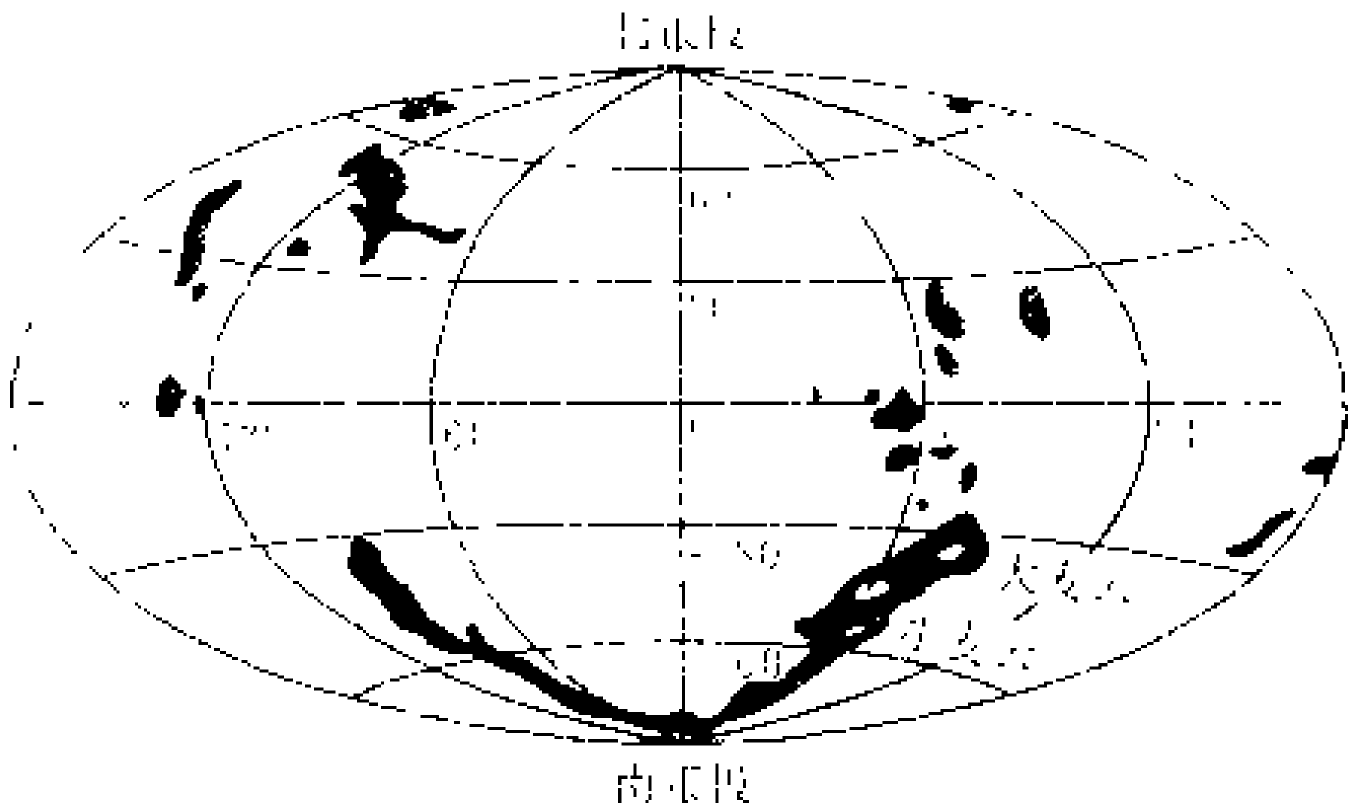


图8.35 大、小麦云HI气流在银道坐标中的位置

§8.3 活动星系和活动星系核

到现在为止我们仅讨论了正常星系. 在已观测到的星系中约有百分之几的星系有激烈活动，这些活动现象使人们猜测到是星系核中由高能事件引起这样的剧烈活动. 类似的"非正常态"似乎使椭圆星系和旋涡星系都受折磨(见活动星系分类). 爆发、相对论性粒子云的抛射、喷流和亮条，这些现象都与活动星系和活动星系核密切相关.

给活动星系和活动星系核下定义并非容易的事.因为活动星系和活动星系核(Active galactic nucleus 简写为AGN)起因还不十分清楚,两者的关系人们的意见也不一致.有的认为具有活动星系核的星系为活动星系;有人认为除活动星系核这种活动外其他剧烈活动也会构成活动星系(例如星爆星系—— Starburst galaxies);有人把所有"非正常"星系看成是"活动的"星系(似乎不太恰当,因为不规则星系并非一定为活动星系).核心问题是对这些星系或天体的本质及特性目前正处于认识的幼年期,这一领域是目前国际上最活跃、发展最迅速、变化多端的前沿阵地.近十多年以来,随着观测手段的扩大和更新,如国际紫外探险者(IUE)上天、多颗 X 射线卫星的观测成功,红外天文卫星(IRAS)的观测成功、CCD 的采用,获得大量的全新的观测结果,发现了许多新的观测现象.文献中新天文名词不断出现.有些天体的命名是唯象的(其实质并未弄清楚,历史上人们曾将河外星系也称为星云,这不过是几十年前的事).关于类星体(见下节)的争论已持续了三十年,它的神秘面纱揭开、将其实质呈现于人们面前的为期已不远了,人类对宇宙的认识将会有突破性的进展.为了迎接这些充满挑战性的胜利,为了从日新月异错综变化的这些观测现象中试探理出条理.我们准备将现有材料作这样处理.星系分为星系(指正常星系)和活动星系;活动星系包括具有活动星系核的星系和其他活动星系;类星体按目前流行看法和活动星系核联系在一起,又因其特殊性和研究的广泛性另单列一节目的是便于论述.我们先介绍活动星系的分类,论述主要的活动星系的观测特性,再单介绍类星体,最后讨论活动星系核.

1.活动星系的分类

1970 年,Ozernoy 根据星系的活动或激发程度提出一个星系的序列,其出发点是下述观测事实,即:银核、塞佛特星系核或类星射电源之间的差别仅在于释放内能的过程的强度不同.他对哈勃

系列又延伸出 c_1 和 c_2,它们是包括质量大、较致密的星系(图 8.36),

图 8.36 活动星系的分类

另一端又加上了星系际 H Ⅱ 区(IGH Ⅱ).

这样,推广了的哈勃系列(IGH Ⅱ,Irr Ⅰ,S,S0,E,c_1 和 c_2)构成了所说的星系的"基态".从能量的观点,基能级是它的特征,因为其成负相对热光度而言非热光度小得多,即 $L_{NT} \ll L_T$,其中 NT 表示非热,T 代表热辐射.

图中的赛弗特星系(SyG),强射电星系(SRG),N 星系(NG)和类星体(QSO)被认为是激发活动性的"天花板".这些星系 $L_T < L_{NT}$.还有一个中间系列($L_T \approx L_{NT}$),它包括类星星系(QSG),蓝致密星系(BCG)、具有核发射的星系(neG),具有核射电发射的星系(NRG)以及中等不规则星系(AIrrI).图中垂直线代表可能的激发方向,水平方向的转变不可能.马卡良星系(MKG)具有异常强的紫外连续谱.马卡良星系又分为 s 型(核发射)和 d 型(弥漫的盘星系).

我们先列举某些活动星系的特征.

赛弗特星系(Seyfters):具有亮核的旋涡星系.星系核辐射显示出发射线,并有非热射电辐射.

N 星系(N Galaxies):具有亮核的椭圆星系.有些是射电源.

蝎虎 BL 天体(BL Lacertae Objects):具有非常亮的星系核(可能)的椭圆星系.核区辐射光呈无特征的连

续谱并有很强的偏振.

射电星系(Radio Galaxies):一般表现为具有双瓣射电结构的巨或超巨椭圆星系.射电辐射的变化时标可短至几年.射电喷流表现为超光速膨胀.

类星体(Quasars):具有很大的红移.现无直接证据说明它们是星系(我们将单独讨论见§8.4).

2. 活动星系观测到的性质

赛弗特星系

旋涡星系其演化时标为数十亿年.赛弗特(Seyfter)1943年描述了12个异常旋涡星系的核心的性质,这些星系现在称为赛弗特星系,它们最引人注意的特征如下:

(1)它们的核很小,但与核周围的旋涡星系余下部分相比,小的核却显得极亮.

(2)它们的核的光谱含有正常星系光谱中通常看不到的发射线,这表明它们处于极高激发态和具有非恒星的起源.

(3)发射线,特别是氢线都特别宽;若认为是多普勒运动所致,则这些宽度对应的速度约为500—4000千米/秒.如果把谱线宽度归因于大尺度运动,可推算出物质将在10^8年内脱离这些星系的中心区.伯比奇等人曾指出在星系核中却发生着猛烈的过程.这样的活动有多大普遍性,在Shapley-Ames星系表的1500个星系中,约有2-5%看来是赛弗特星系.

赛弗特星系中的宽发射线,伴随着重迭在典型恒星连续谱上的强红外辐射流(见图8.37).同时还有超额紫外辐射,这可能是由过多的年青星或某种非热机制产生的.魏德曼(1972)把赛弗特星系分为两种类型.Ⅰ型赛弗特星系有很宽的发射线(等价于每秒几千千米的速度)、强H_α发射和极小的核;Ⅱ型赛弗特星系的发射线的宽度与500—1000千米/秒的速度相当.有更强的禁线(相对氢线而言)和稍大些的核.

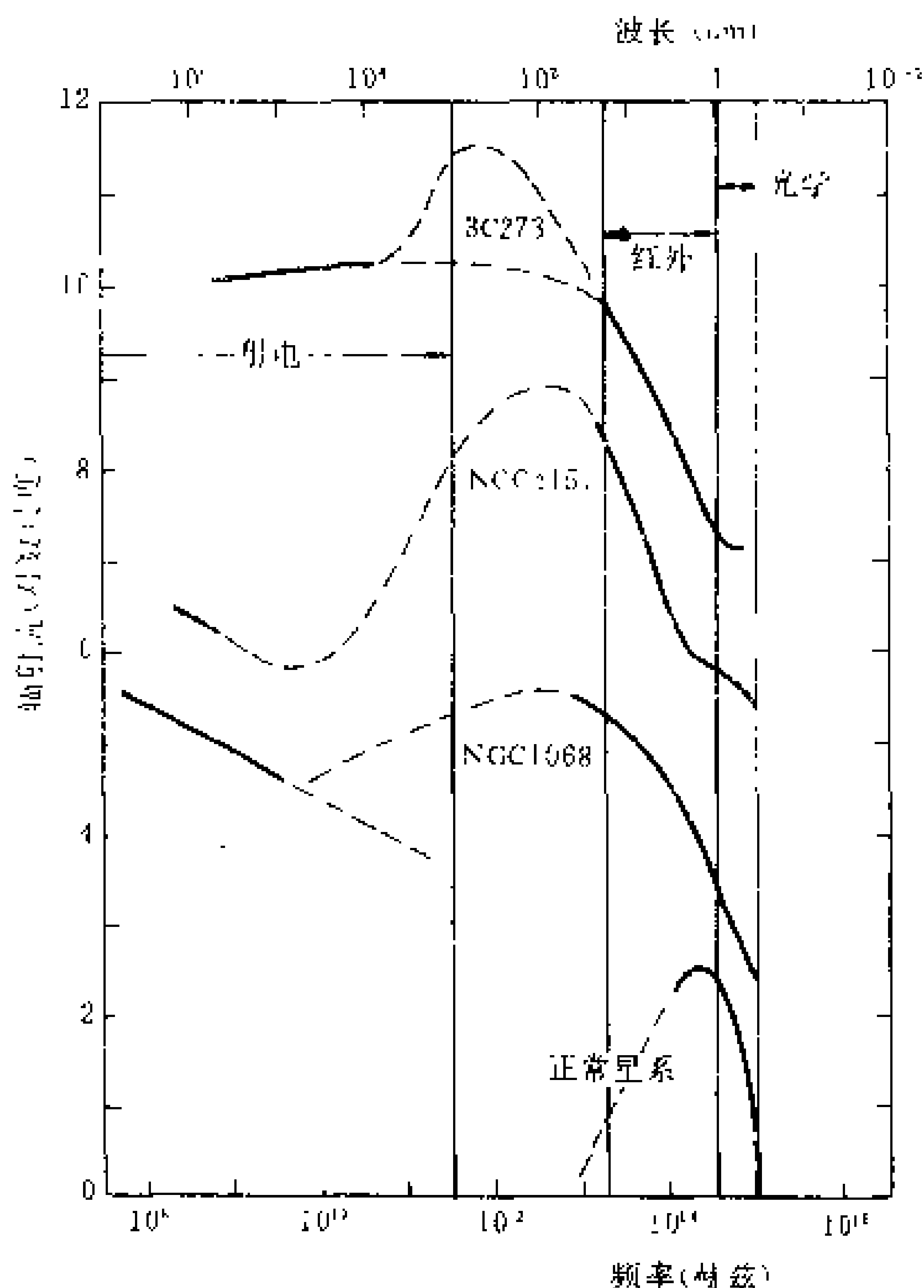


图 8.37 几个活动星系发射的按波长的分布,用一个正常星系作比较

表 8.8 给出了 $z<0.009$ 的七个赛弗特星系的一些特征.对于 $z>0.1$ 的遥远赛弗特星系,很难分类,有的归为 N 星系.

以 NGC4151 为例,它是 Ⅰ 型赛弗特星系的最好的例子.图 8.38 是它的三张曝光量递增的照片.在最短曝光的底片上,它几乎与恒星无区别.曝光量中等的底片上则显示出外面微弱的旋涡结构.在核中观测到宽度与 7500 千米/秒的速度相当的巴尔末线.这个源的连续发射是变化的,但发射线光谱却无变化,这说明它是具有连续发射的核和线发射的晕所构成的.

表 8.8　赛弗特星系的特征

天　体	形态型	类型	m_f	cz	U−B	B−V	M_B	M_X
NGC 1068	SA(rs)b	2	10.5	1134	1.0	0.6	−20	−18
1566	SABbc	1	10.3	1178	0.8	0.0	−20	−16
3227	SAB(s)a	2	11.7	1950	0.5	−0.1	−19	
3516	(R)SB0	1	12.6	2710	0.8	−0.2	−20	
4051	SAB(rs)bc	1	11.0	[illegible]	0.7	0.4	−19	−15
4151	SAB(rs)ab	1	11.1	1002	0.8	−0.[illegible]	−19	−18
6814	SAB(rs)bc	1	12.0	1573	1.2	[illegible]	−19	



图 8.38　赛弗特星系 NGC4151 的各种曝光时间的负片像.(a)短曝光只有点核.(b)有隐约的旋臂.(c)长曝光则有核,晕和旋臂

赛弗特星系和其他活动星系的一些光度值列于表 8.9 和 8.10.

N 星系

这类星系最初由摩根引入，作为叶凯士分类中的一个形态.这类天体好像是一个亮核叠加在一个非常暗的背景上.根据桑德奇(Sandage)的研究,N 星系有点类似于类星射电源,因为它们的光度大部分来自点源.尽管如此,他指出所有 N 星系显示一个云状外壳,而类星射电源则仍呈恒星外貌.U−B,B−V 两色图把这两类

表 8.9　活动星系的光度

类　型	光度			
	射电	红外	光学	X 射线
正常旋涡星系	5×10^{38}	3×10^{42}	4×10^{43}	3×10^{39}
射电星系	10^{42}—10^{45}	2×10^{42}	1×10^{44}	$\leqslant3\times10^{41}$
N 型或赛弗特星系	10^{40}—10^{45}	3×10^{46}	5×10^{43}	10^{42}—10^{44}(?)
类星体	10^{44}—10^{46}	4×10^{47}	10^{46}—10^{47}	10^{46}

表 8.10　一些星动星系的红外光度

天　体	类　型	红外光度
SgrA	银河系核心	9×10^{38}
M82	爆发的旋涡星系	8×10^{42}
CygA	射电星系	2×10^{44}
NGC 1068	II 型赛弗特星系	4×10^{43}
NGC4151	I 型赛弗特星系	3×10^{42}
3C 120	I 型赛弗特星系	7×10^{43}
3C 273	类星体	4×10^{47}

天体清楚地区分开．桑德奇指出，N 星系的颜色是巨椭圆星系(gE)跟一个蓝色中央核或类似于类星射电源的源叠加而成的．

N 星系的红移和光度使它们处于赛弗特星系和类星射电源之间的中间位置(表 8.11)．

蝎虎座 BL 型天体

具有亮核的椭圆星系也称为 N 星系．具有亮中心核的椭圆星系的一个极端例子可能是 BL Lac．BL Lac 的原型位于蝎虎座，在短时间曝光中类似恒星的星像(图 8.39)BL Lac 发射的光有光

表 8.11 N 星系的性质

天体	z	M_B	谱线
3C 390.3	0.057	$-20^m.8$	[Ne V]λ3426, [O II]λ3727, [Ne III]λ3869, H_δ, H_ϵ, H_8, [O III]λ4368, 4959, 5007, H_γ 无吸收线、巴尔末线很宽.
3C 371	0.051	$-21^m.1$	[O II]λ3727, [O III]λ4959, 5007, CaII K, H 吸收线
3C 459	0.221	$-21^m.5$	[Ne V]λ3426, [O II]λ3727, [Ne III]λ3869, [O III]λ4959, 5007 弱发射、吸收

变，一周内变化两倍. 这便解释了为什么最初天文学家叫它为变星并命名为 BL Lac(变星名). 它的真实性质被认识是它作为具有偏振的射电源的光学对应体偶而被发现之后，由法拉第旋转量提出该射电源可能位于银河系以外；施密特(Schmit)将"变星"BL Lac 与射电源作了证认而相对应，这是令人十分惊奇的.

若对 BL Lac 长时间曝光，本来呈现为恒星状的天体但并非恒星的真面貌便显露出来(图 8.40). 由图可见 BL Lac 是明显的"模糊"象. 它不象同等亮度的星系那样的延伸而是明显的比恒星更延伸.

BL Lac 的光谱既无吸收线又无发射线，连续光谱又是很平常的! 因此 BL Lac 既不象恒星又不象赛弗特星系和 N 星系，那末 BL Lac 到底是什么天体? 随着其他 BL Lac 天体的特性的发现这个谜团愈来愈令人不解.

直到 70 年代后期，终于揭开了这个谜. 许多天文学家将 BL Lac 天体的中心核的光掩蔽起来，只拍摄它周围的毛绒状部分的光谱，结果它的光谱与 M31 近旁的小椭圆星系 M32 的光谱非常



图 8.39 BL Lac 天体的负片像.在帕洛玛巡天图上它几乎类似恒星，但它的光谱没有谱线只有无定形的连续谱

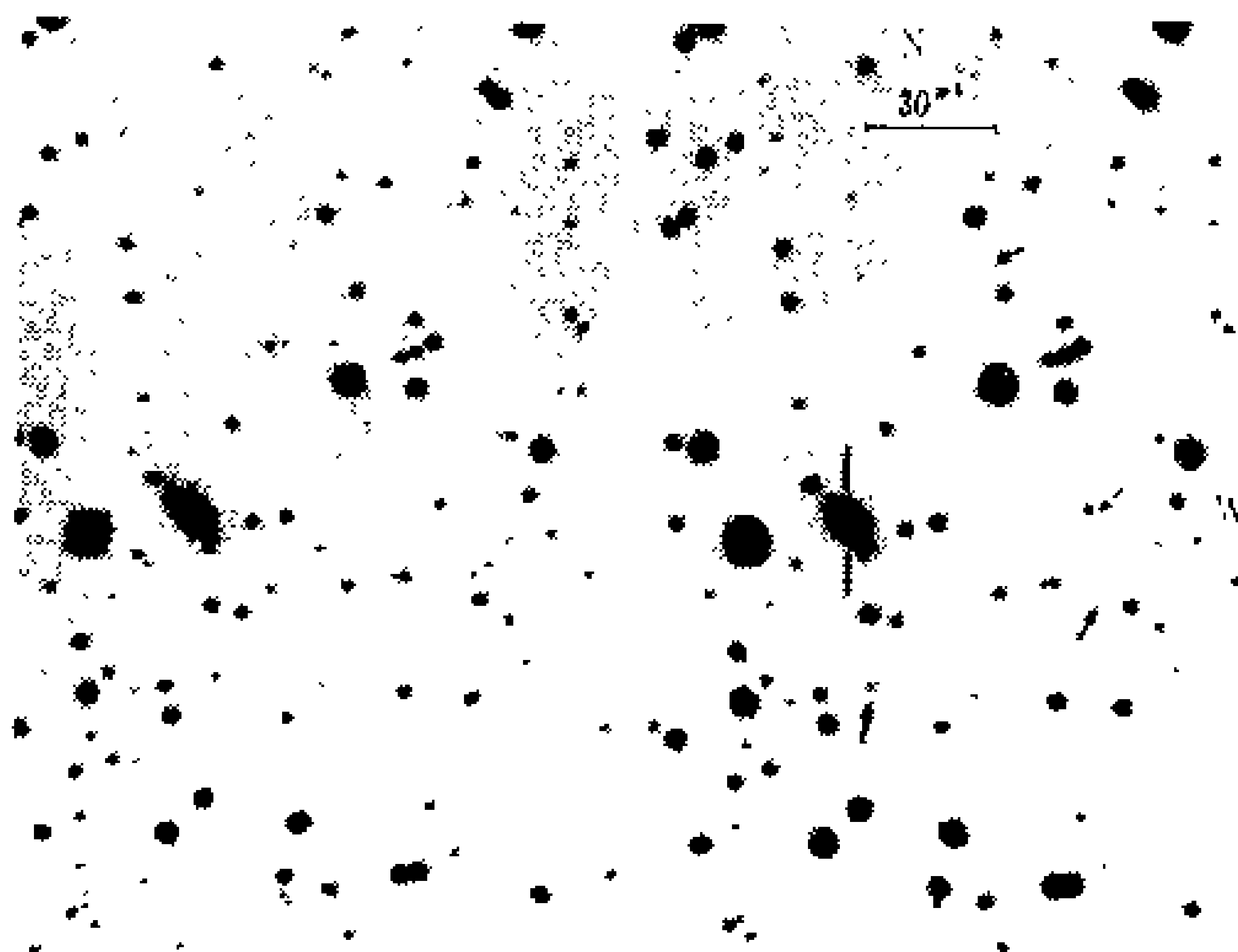


图 8.40 BL Lac 的深度曝光像.图中两竖线之间的天体为 BL Lac 呈现毛绒状的星云包围着中心核.箭头所指可能是星系.它们与 BL Lac 形成星系团

类似(图 8.41).

BL Lac 天体的光学辐射是变化的且高度偏振，它的偏振在强度和取向上的变化在一个晚上都可观测到，因此它的强光源必须小于一光天(Light－day). 与赛弗特星系比起来，我们可看到 BL Lac 的心脏部分，这可设想围绕它的气体和尘埃更稀少，进而推论出 BL Lac 天体是椭圆星系而赛弗特星系是旋涡星系.

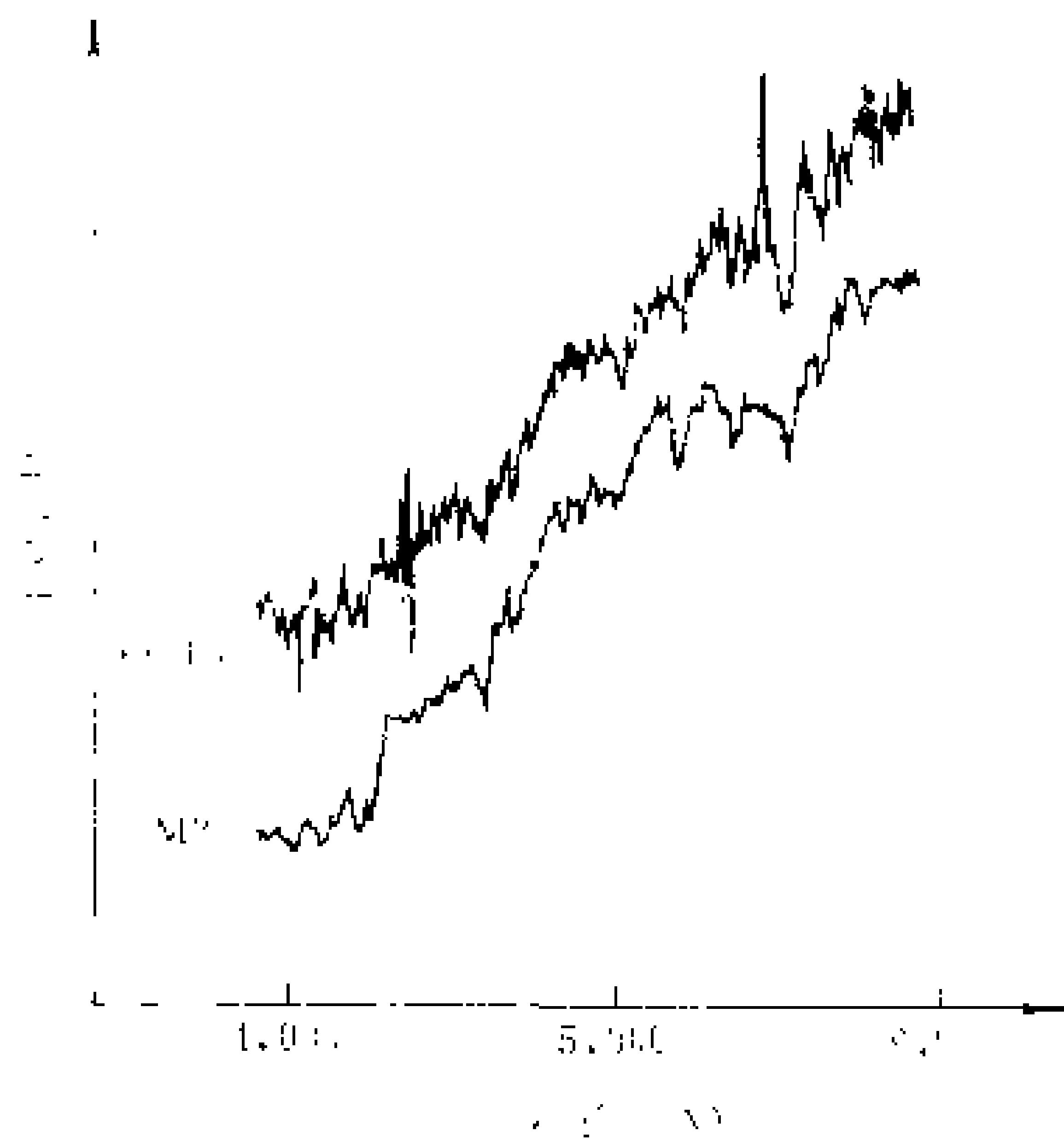


图 8.41 M32 与 BL Lac 天体周围云状部分的光谱的比较

射电星系

活动星系所以引起天文学家极大兴趣主要是大部分这类星系(但不是全部)发射很强的射电连续辐射. 我们把射电辐射功率 $P > 10^{41}$ 尔格／秒的星系称为射电星系. 这些星系的绝对星等都比较接近，约为 $-20.^m8 \pm 0.^m6$，射电辐射并不在星系核内而在星系核外，按形态又分为以下几类:

(1)致密型: 射电辐射区不大于底片上星系光学像的范围，有

的甚至不超过几光年. M87 是典型的射电致密星系. 它位于室女星系团中心附近的巨椭圆星系. 在 M87 的核内和核外都发现了激烈活动的证据. 它的核内有一个射电致密源, 直径不到 3 光月(Light－month).

(2)双源型: 射电辐射区十分延伸, 在光学星系的两边有两个巨大的射电瓣(图 8.42). 这种星系的射电辐射不是来自光学星系, 而是在它两边的两个瓣, 形成两个射电源. 故称为射电双源星系. 天鹅 A 是这类星系的一个典型. 两个射电瓣与光学星系相距 50 千秒差距, 三者排成一直线, 瓣的直径为 17 千秒差距.

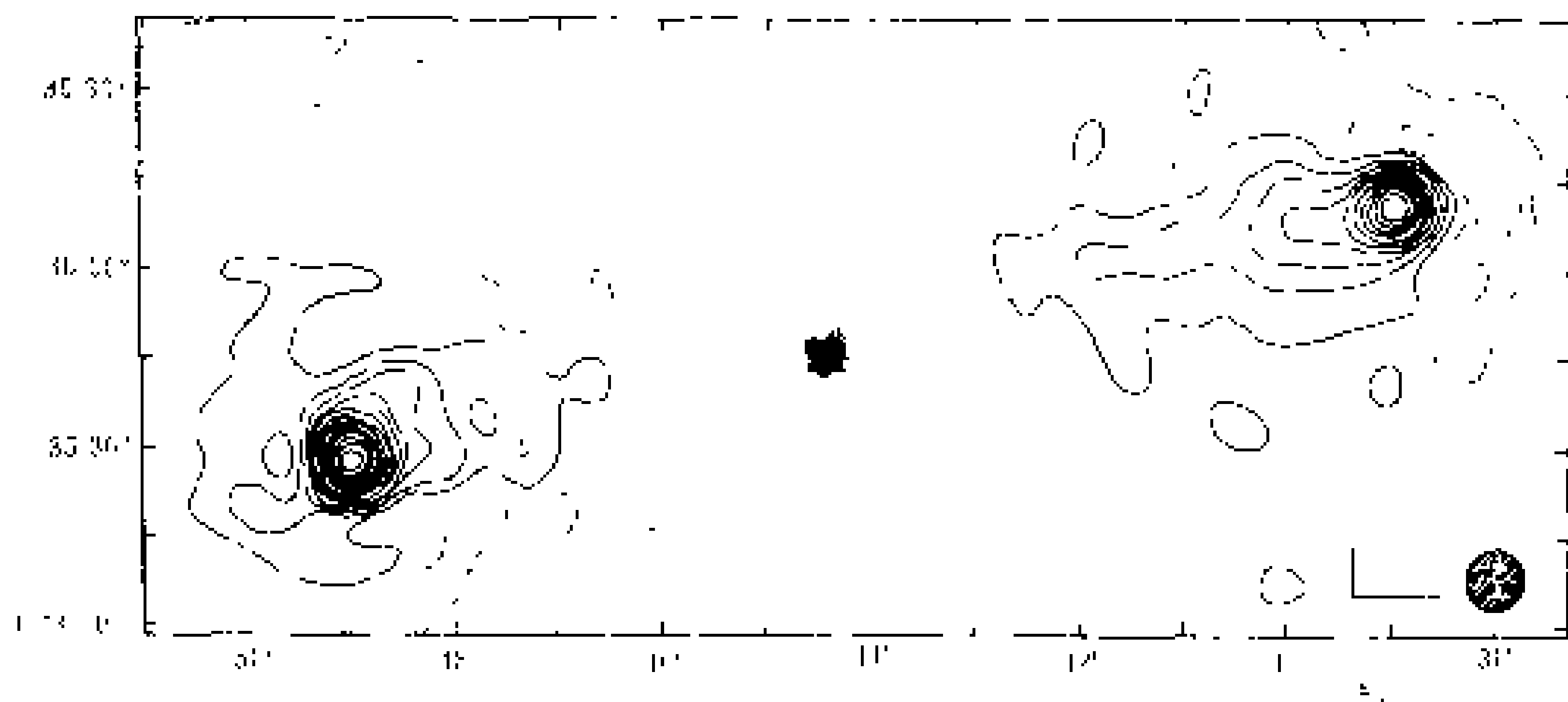


图 8.42 射电源天鹅A(CygA)

许多射电源属双源型. 每个射电瓣都是具有磁场的高能电子云. 双源射电星系是宇宙中本质上最亮的射电辐射天体. 天文学家曾估计它的总能量约为 10^{61} 尔格. 这相当于 100 亿颗超新星爆发所释放的能量! 若真是这样, 那应有超出"仅仅"有超新星爆发这样的能源.

射电甚长基线干涉仪(简称 VLBI)的使用, 证实了射电星系核内有激烈活动, 它是在双子源中间有一射电源, 并有一年这种时间尺度的变化. 为了研究这种致密源的结构, 必须有能分辨 1 光年的张角的角分辨率. 尺度为 1 光年的天体位于 2 亿光年处的张角为 1 毫弧秒. 这样的分辨率所要求 VLBI 的基线必须是洲际的. 因

此，射电观测(VLBI)常常是国际合作.

由VLBI观测还发现有的双源的横向分离视速度超过光速几倍！一个著名的例子是3C273(图8.43).这一现象称为超光速(Superluminal)膨胀，它的实质还正在探讨.

(3)头尾型：这类星系在射电图上呈头尾状.射电辐射区围绕着光学星系，窄的尾巴从光学星系延展出去.英仙星系团中的NGC1265是一个典型例子.它有两条尾巴延伸几十万秒差距(图8.44)偏振观测表明，磁场沿着尾巴伸展方向，偏振度随距离加大而变大.射电头尾星系的发现证实了星系际间存在气体.设想在星系团内一个快速运动着的星系喷出高速的高能电子之类的物质，由于与星系际物质相互作用而减速，便形成拖在星系后边的尾巴.

IRAS星系

该类星系亦即远红外选星系.IRAS(Infrared Astronomical Satellite)是1983年成功地发射的红外卫星，它对活动星系的观测取得了预料之外的惊人的成果.它的巡天覆盖了全天96%的区域，第一批发表的IRAS源包括2500个星系.最大红移可达$z=0.4$.由此可得到红外选最完备的样本.IRAS星系是红外(主要在

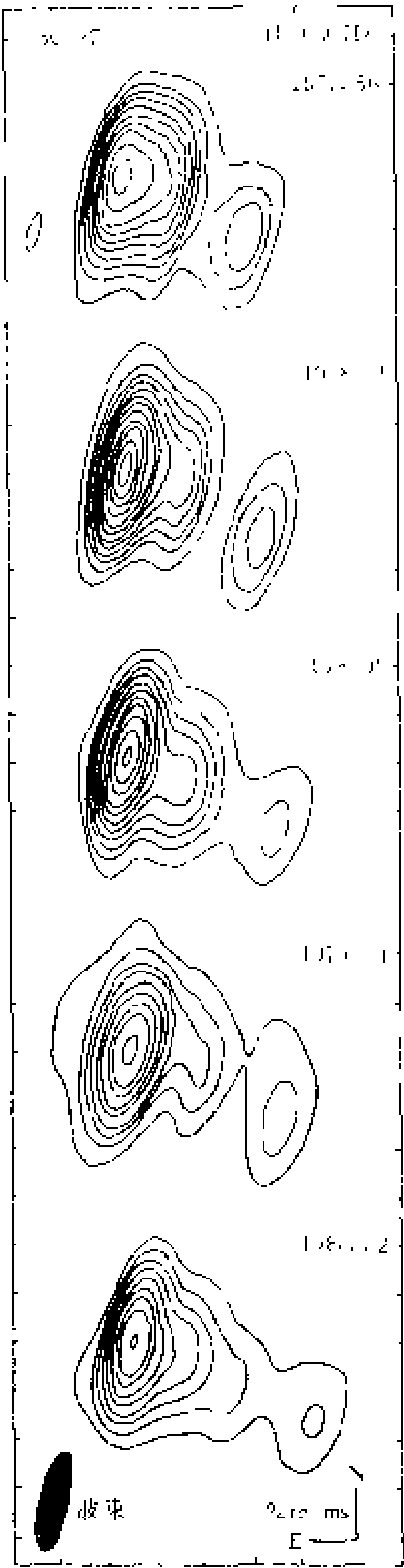


图8.43 用VLBI观测的3C273的射电图.从1977年到1980年的结果

60 μm 和 100μm)亮而光学暗的星系，它的特性主要表现为:

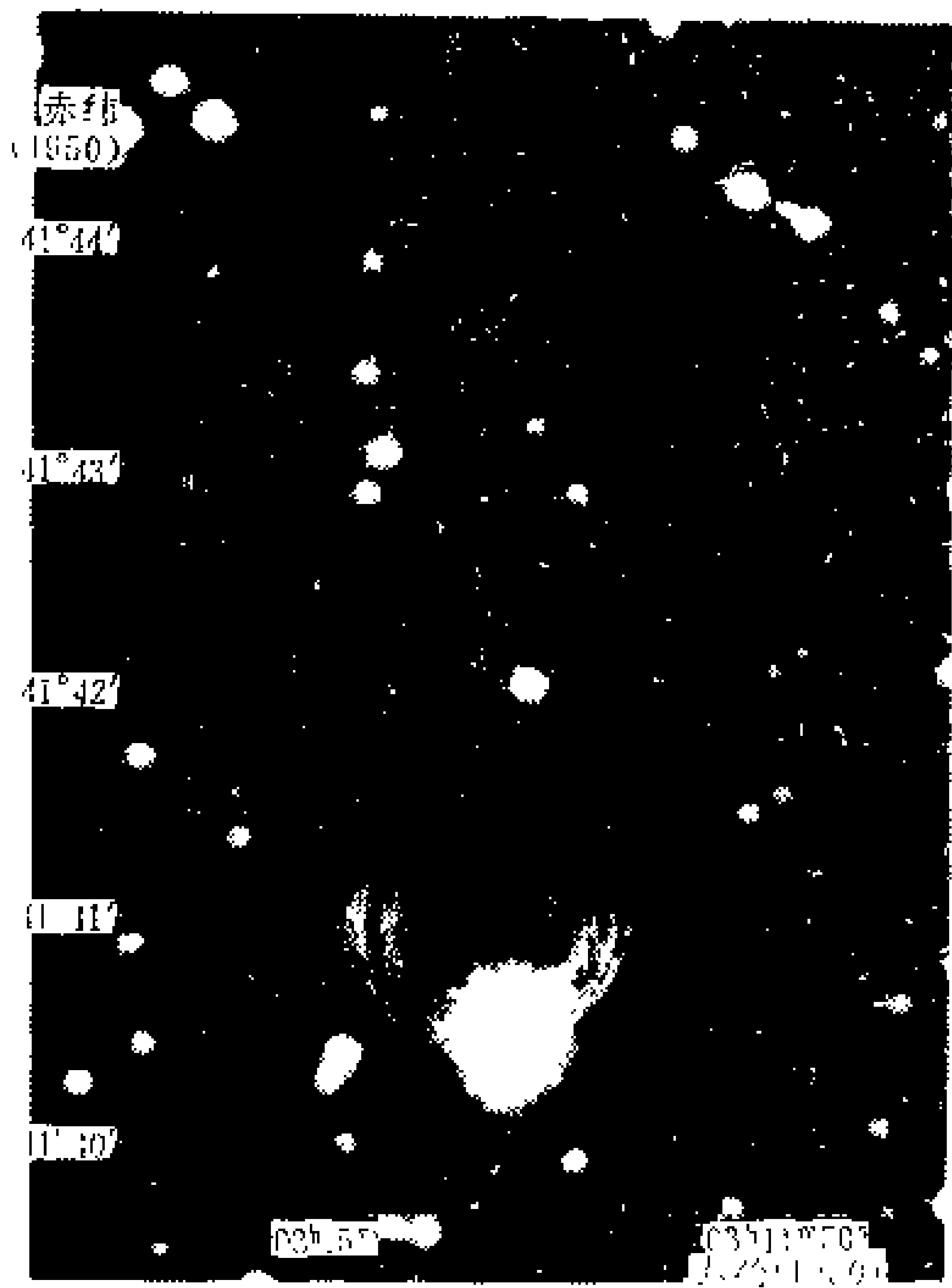


图 8.44　头尾型射电星系NGC 1265. 该图是射电等强度图重叠在光学照片上的合成图

(i)红外光度的范围大约是 4×10^{7}— $4\times10^{12}L_{\odot}$(图8.45).

(ii)红外光度与光学光度之比范围可大到几百倍.

(iii)红外光度与光学光度之比(L_{FIR}/L_{opt})与远红外辐射流之比($S(100\mu)/S(60\mu)$)有一定相关性.

(iv)红外辐射流的双色图对不同类型活动星系有不同分布(图8.46)

对 IRAS 星系研究最引人注目的是极亮的 IRAS 星系，即 L_{FIR}

~ $10^{12}L_\odot$ 的 IRAS 星系. Soifer 指出:当 $L_{FIR} < 10^{11}L_\odot$ 时,红外选的星系仅是光学选星系的 20%—25%,当 L_{FIR} 大于 $2 \times 10^{11}L_\odot$ 时,红外亮的星系成为局部宇宙的主要成分. 其空间密度大于具有相应光学光度的正常星系和光学选星暴星系,而差不多等于光学选赛弗特星系的密度. 而当 $L_{FIR} > 10^{12}L_\odot$ 时,红外选的星系的空间密度就大于类星体的空间密度.

由于极亮 IRAS 星系其红外光度与类星体的光度相当,且红外谱指数也与从 IRAS 星系中选出的类星体的谱指数在同一范围,有人认为这些 IRAS 星系是从星系向类星体过渡的阶段,由红外强到紫外强的能量分布演化如图 8.47 所示. 图 8.48 是几个 IRAS 星系的光学观测的像.

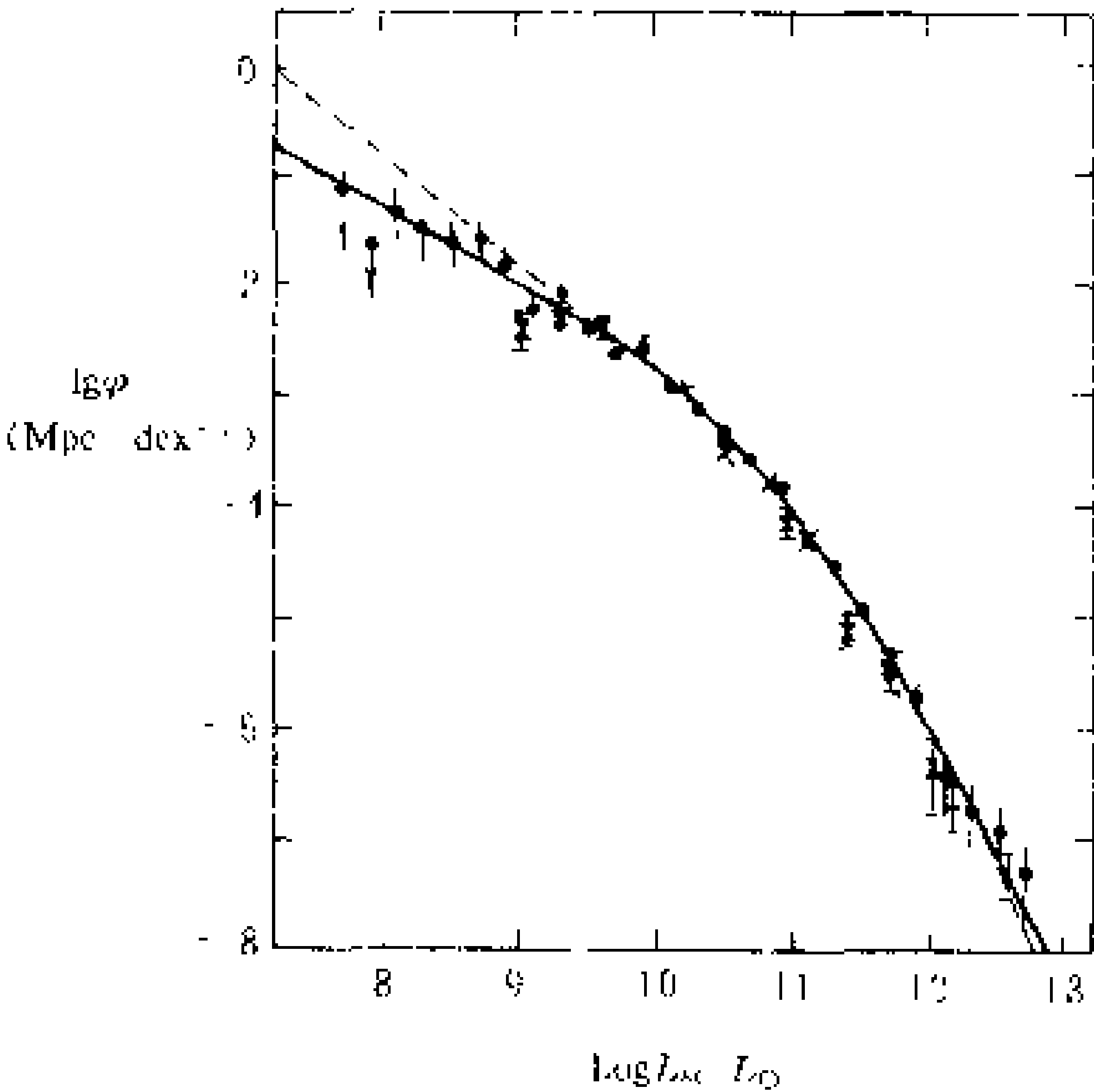


图 8.45 IRAS 星系在 60μm 波段的光度函数

这四颗 IRAS 星系的红外和光学特性总结在下表中,其中 b 是描述星暴的参量,$b = m_{暴}/m_{星}$,$E_b(B-V)$是星际消光.

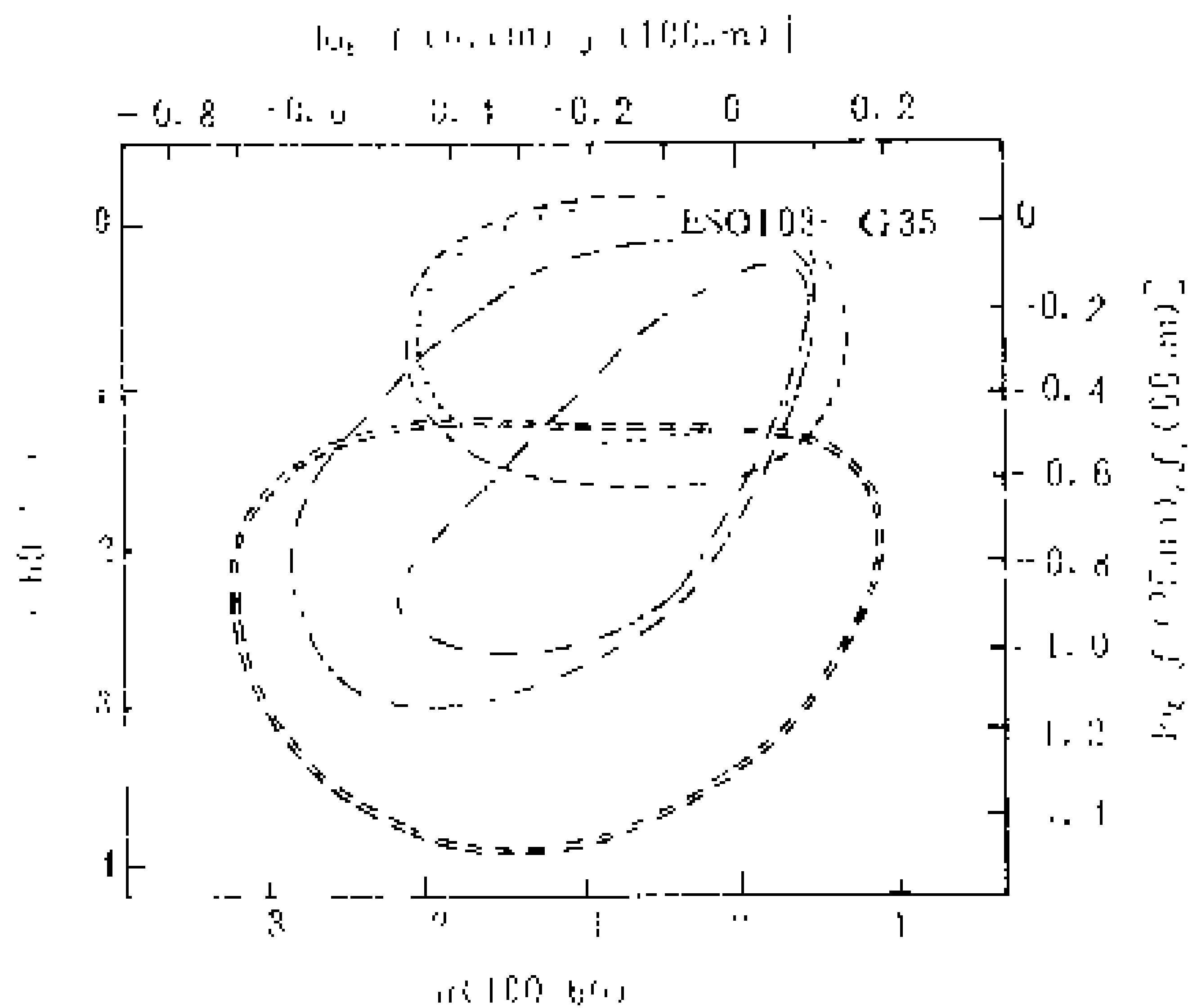


图 8.46 活动星系在 IRAS 双色图中的位置

······ BL Lac 天体

– – – – 类星体

– · – · – 赛弗特 I

– ·· – ·· 赛弗特 II

= = = = 亮星系

表 8.12 IRAS 星系

IRAS 星系名	L_{IR}/L_B	(B−V)	EW (H_α)A	b	E_b(B−V)
09111—1007	210	1.07	33	~ 0.05	~ 1.5
09234—1146	1.9	0.40	25	0	—
12422—2009	3.4	0.76	23	<0.003	~ 0.5–1.0
12481—2005	47	0.93	56	~ 0.02	~ 1.0

星暴星系(Starburst Galaxies)

星暴星系系一个星系中有巨大的恒星形成的暴发区，它的特

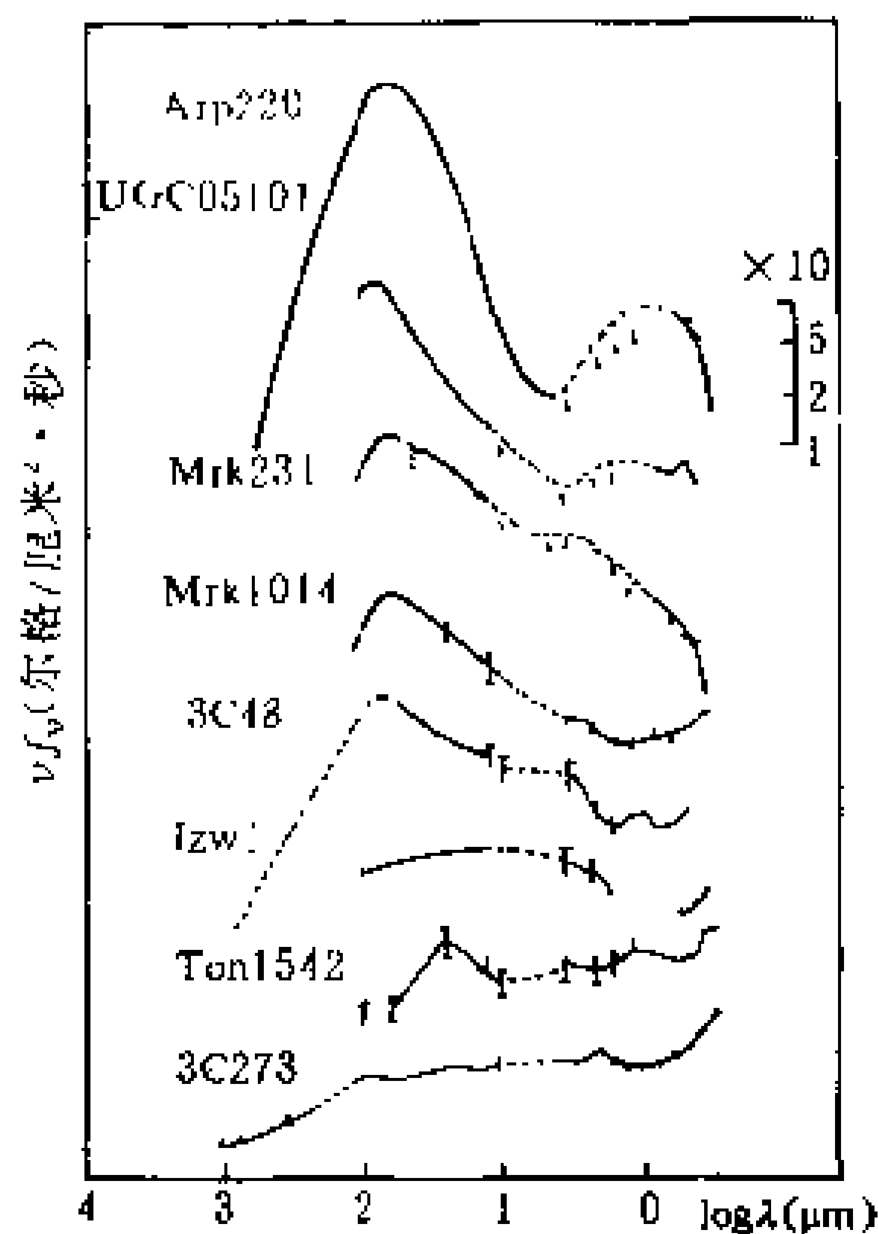
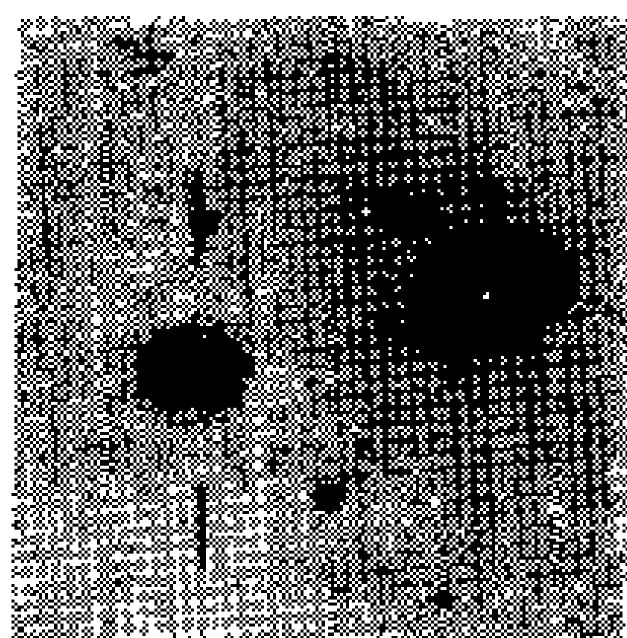
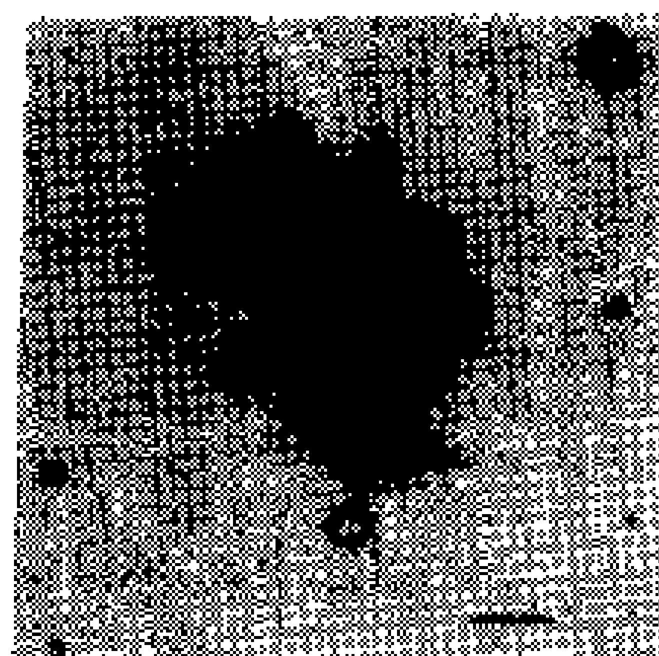


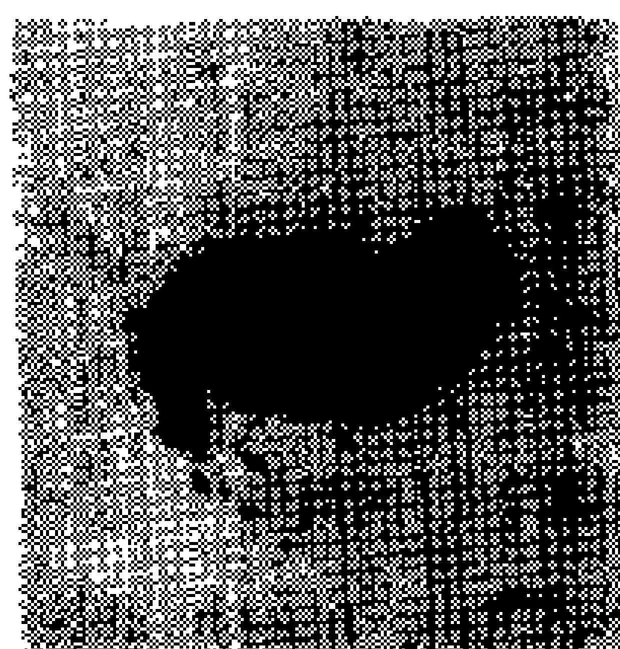
图 8.47 从富气星系到类星体能量分布的演化

征是红外光度显然高于光学光度,有的高出五十多倍.星暴发生的区域的尺度约为千秒差距,这类活动星系与活动星系核有一定区别.少数邻近的星暴星系(例如 M82)由于它的光学特征天文学家早已注意到,它在形态上类似于赛弗特星系,即有一个非常亮的星状的核,其光谱是典型的 H Ⅱ 区光谱,即有强而窄的低电离发射线.真正确立星暴星系作为一类活动星系还是 IRAS 发射(1983 年)成功后,发现了数千颗星暴星系,它们基本上是旋涡星系.目前对星暴星系没有十分严格和肯定的判据.一般说来,星暴星系是描述一个正在经历非常迅速的恒星形成阶段的星系,即目前的恒星形成率远大于过去的恒星形成率.有人用 H_α 的等值宽度作为目前恒星形成率与过去形成率比值的指示,也就是用 H_α 的等值宽度 EW(H_α) 作为星暴星系的定量的判据.

对星暴星系模型中,暴发被假定为进行 10^7 年,暴发强度 b 是


(a) IRAS 09111 1007


(b) IRAS 09234-1146


(c) IRAS 12422-2009

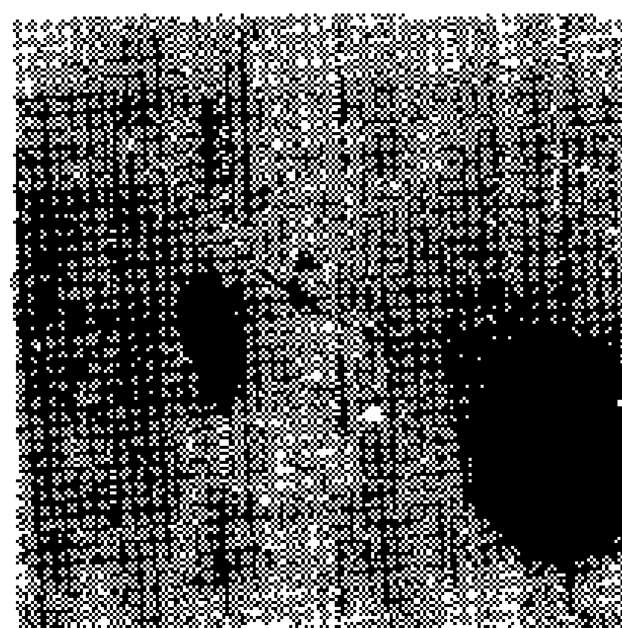

(d) IRAS 12481-2006

图 8.48 IRAS 星系的光学波段的像(用ESO 2.2 米望远镜和 CCD 照相)

在暴发中形成恒星的质量与基底星系中已形成恒星的质量之比值.图 8.49 是星暴星系的远红外活动与暴发强度 b 和星际消光 E_b(B－V)的函数关系,图中粗线对应于 b 为 0.005,0.01 和 0.05(消光为 3 个星等).蓝光度和色指数(B－V)是指基底星系的值,而远红外发射是来自星暴.恰好相反,当 E_b(B－V)减小时,星暴对光学波段的贡献变得越来越重要,(B－V)变得越来越蓝而远红外发射则越来越低(图中细线所示).对于给定的星暴强度 b,对于较红的宿主星系(host－galaxy)红外辐射活动性很自然较强;甚至对较蓝的宿主星系,它的星暴较弱,所产生的红外光度与蓝光度之比值,即 L_{IR} /L_B 比三还大;对于百分之几的红宿主星系产生红化厉

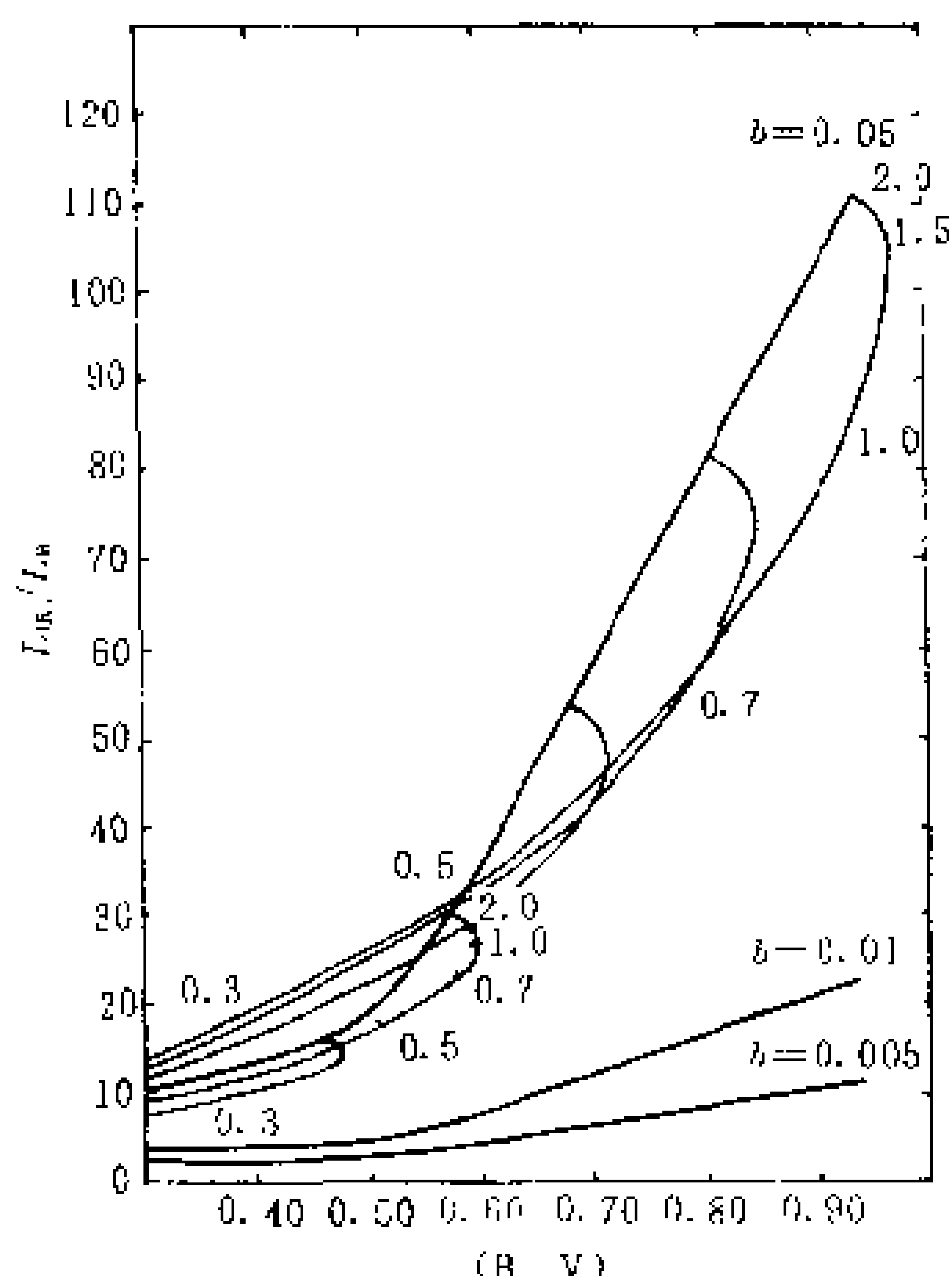


图 8.49 星暴星系的 L_{IR}/L_B 与色指数(B－V)的关系

害的星暴,其红外与蓝光的光度比值 L_{IR}/L_B 可高达 100;如果基底星系是富尘埃的星系,L_{IR}/L_B 可达到更大的值.

仔细地研究星暴星系的远红外特性,那是很有意义的,由 IRAS 四个波段绘制的星暴星系的辐射流(12,25,60 和 100μm)能将星暴星系与正常星系,赛弗特星系和类星体区分开来(图 8.50)

但是在这些类型星系之间也有中间过渡交叉.具体地说,星暴星系中包括有活动星系核,活动星系核中有的也可以是星暴星系.由图 8.50 可看到,"典型"的赛弗特星系的远红外谱可由类星体和星暴星系的红外谱重叠而成;但是,赛弗特星系的 60/100μm 的辐射流的比值大于类星体和星暴星系相应的比值,这表明有更高的尘埃的温度,可能由于辐射场增强或者由于尘埃微粒更小,更令人

感兴趣的是宁静的正常星系和星暴星系之间的关系. 星暴星系的 60/100μm 的辐射流的比值大,这表明它们有较热的尘埃,而它们的 12/25μm 辐射流的比值却明显的小. 这种 60/100μm 辐射流比值的增加相当于"正常"的尘埃更热, 这是由于现在恒星形成率更高或者是活动星系核使得星际辐射场增强. 12μm 辐射流的下降对应于被紫外光子加热的非常小的微粒的消失.

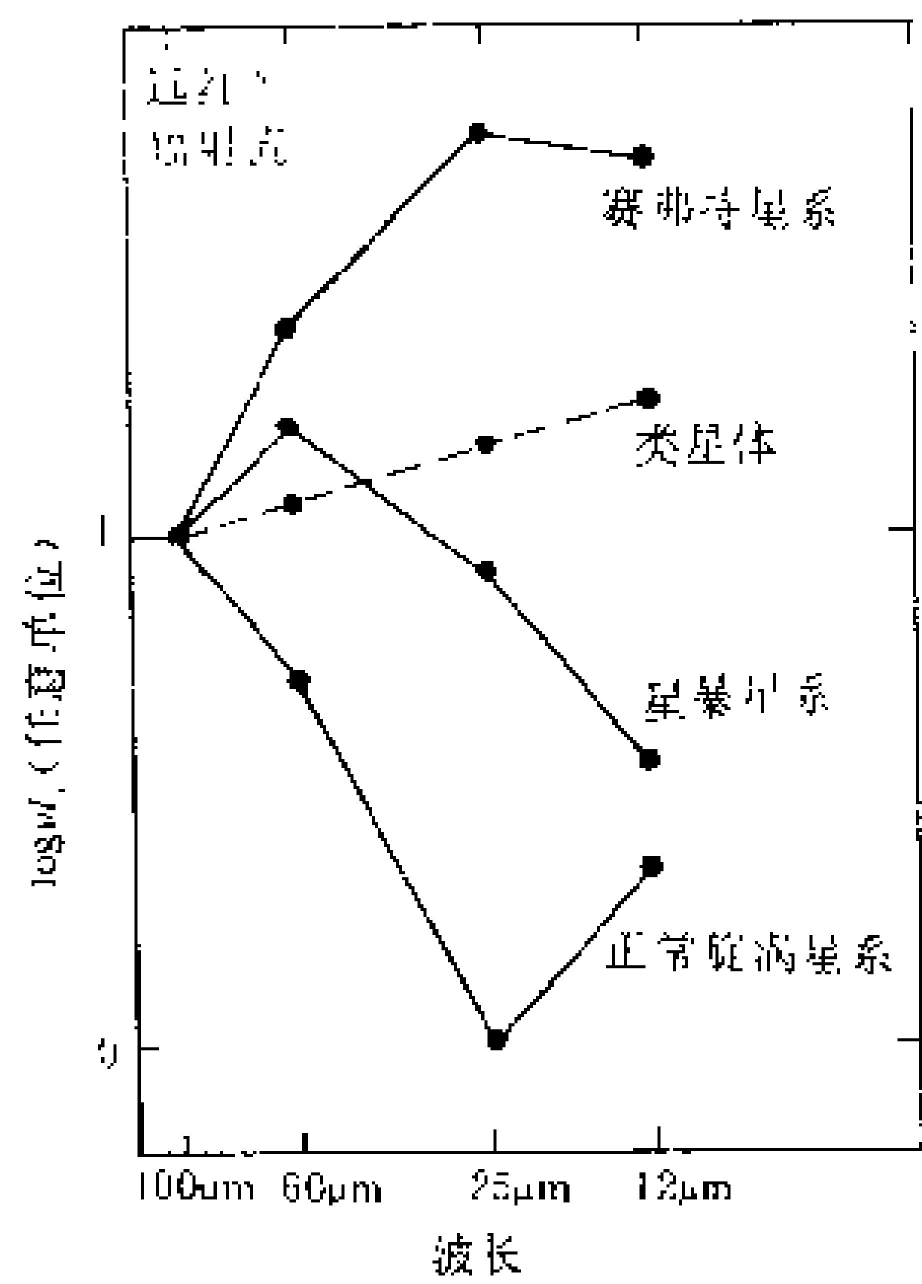


图 8.50 各类星系的远红外辐射流

星暴亦可定义为在星系中恒星形成事件,它是指在某段时间内在星暴星系中恒星形成的速率远高于正常星系的形成率. 星暴星系所以引起天文学家极大重视,因为它们在短时间内形成大量的大质量恒星. 这一现象形成许多很有趣的观测现象,由于大质量星容易被观测到,它们产生许多能量供给 H Ⅱ 区;恒星形成区有显著的红外辐射,IRAS 观测提供关于恒星形成的许多信息.

星暴星系的研究起步很晚,有一系列问题需要回答:

1. 标准的恒星的初始质量函数是什么? 它与星暴星系中恒星形成率关系如何?

2. 星暴的起因和触发机制是什么?

3. 星暴星系和活动星系核(AGN)有何关系?

4. 星暴星系与 IRAS 星系是何关系? 等等.

3. 类星体

20 世纪 60 年代发现的一种新型天体,它是致密的河外天体,类似恒星的星像,光谱有巨大红移,发射巨大的能量(几百个巨星系的辐射能). 类星体(Quasar)这个名字是类似恒星的天体(Quasi－stellar Object)的缩写. 类星体最早是作为射电发射源而发现的,最初称为 QSRS(Quasis tellar radio source). 60 年代文献中曾用过 QSO(Quasistellar object), QSS(Quasistellar Source), BSO(Blue Stellar Object), QSRS, QSG(Quasi－stellar gala-kies),后来逐渐统一称为类星体. 虽然类星体是光学亮的天体,它们的很大一部分能量是以红外形式发射,它们也是强 X 射线源,某些类星体还是射电源. 四个类星体的照相如图 8.51 所示. 3C273 是已知最亮的类星体,它的目视星等为 12^m,由于它看起来象恒星,所以很长时间未发现它的特殊性质. 图中3C48 在发现类星体的过程中起了重要作用.

(一) 类星体的发现

为了探究射电源是什么样的天体,天文学家必须根据从射电观测得到的射电源的精确位置,搜寻它们的光学对应体. 1960 年马修斯(Matthews)和桑德奇(Sandage)在射电源 3C48 的位置上找到了一个视星等为 16^m 的恒星状天体(图 8.51),周围有很暗的星云状物质,它的紫外连续辐射比主序星强、呈蓝色,亮度有变化,一年内变化 $0^m.4$,最特别的是光谱中有几条完全陌生的宽的发射线. 他们接着发现 3C196, 3C386, 3C147 也有貌似恒星的光学对应天体,光谱中的发射线也无从证认.

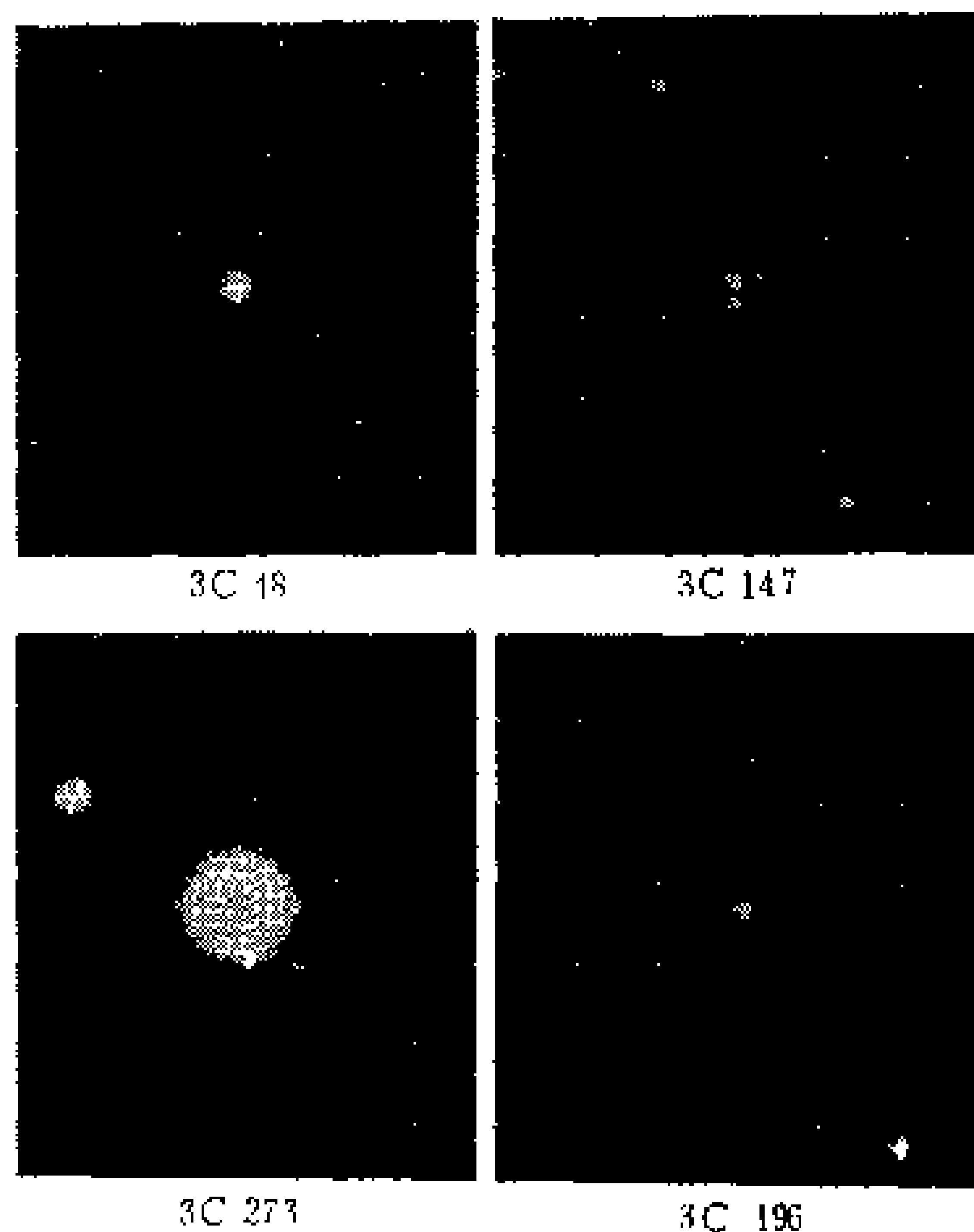


图8.51 四个类星体的照片

1963年，射电源3C273被证认为一颗13^m的蓝色"星"，使天文学家困惑的是其光谱中发射线的位置与已知原子的谱线都不符合.1963年,施密特揭开了3C273光谱之谜,他指出最亮的一些发射线是氢的巴耳末线,只是由于很大的红移,$z=0.158$,使得谱线不易证认(图8.52).后来对3C273进行紫外观测,发现在波长141.0纳米附近有一条强发射线,按$z=0.158$计算,它正常的波长应为121.6纳米,就是L_α线,因而紫外观测进一步证实了对3C273光谱的红移解释.

根据红移的想法，很快又证认了3C48,其红移$z=0.367$.如果红移是多普勒效应，则3C48的视向速度$v=9.1\times10^4$千米/秒，约为光速的三分之一，按哈勃定律,其距离超过五十亿

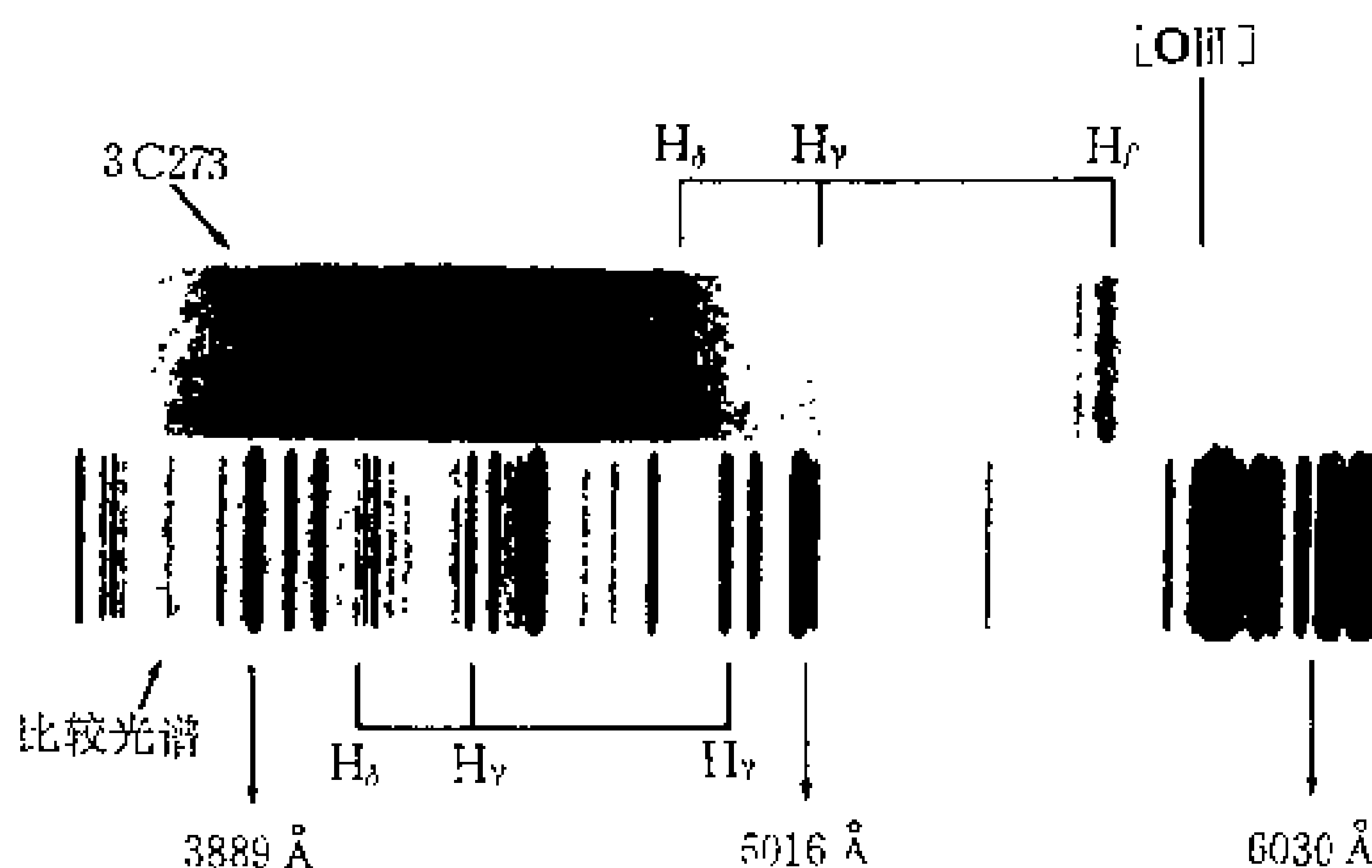


图 8.52 3C 273 的光谱和比较光谱

光年!

发现类星体有很大的红移这件事是一个重大的突破.科学重大进展的闸门即将被打开.1964 年又证认了 8 颗类星体.其中一颗是图 8.51 中所示的 3C147,它的红移量 $z=0.545$.这个红移量相应于 123,000 千米/秒的高速,约为光速的 41%,按哈勃定律,3C147 的距离为七十亿光年.

作为区别于其他类型的天体的判据,类星体定义为具有大的红移的恒星状天体.所谓"恒星状"这里是指光学像的主要部分角直径不超过 1″.银河系内恒星最大红移 $z=0.002$,而类星体的红移至少比此值大一个量级,因而根据红移就把类星体和银河系内恒星区别开来.但是类星体有时容易跟遥远的 N 星系和赛弗特星系混淆,因为后者也有较大的红移和恒星状的亮核.

到 80 年代末,已发现类星体近四千颗.类星体的一个接一个的被发现,天文学家已意识到,暴露在他们面前的是一个令人难以解释的矛盾,类星体这一奇异天体向天文学家提出挑战已达 30 年之久,众多的天文学家持之以恒地为了揭开类星体这一宇宙中最

亮的天体的奥秘正在继续努力地工作.

如果类星体的红移是由于宇宙膨胀所引起的,它们的确是非常亮的天体. 3C273 的光度为 $L \simeq 5 \times 10^{12} L_{\odot}$,其他类星体的光度也相差不多,表8.13 列出四颗类星体有关的量.

表 8.13 类星体的特性

类星体	红移z	视星等	射电亮度*	距离 Mpc	变化否	光度($L_{\odot}$)
3C48	0.367	16.2	47	1700	偶然	2×10^{12}
3C147	0.545	16.9	58	2600	?	2×10^{12}
3C273	0.158	12.8	67	900	是. 时标为年	5×10^{12}
3C196	0.871	17.6	59	3200	是	1×10^{12}

* 射电亮度用流量单位,1 流量单位 = 1 央(斯基) = 10^{-26} 瓦/(米^2 · 赫).

(二) 观测特征

类星体除了貌似恒星外,其主要观测特征如下:

(1)所有类星体都辐射可见光,光学连续辐射谱不同于黑体谱,是幂律谱,但谱指数 α 差别较大,不能取统一值,大多数类星体的光学辐射是偏振的,偏振度小于 10%. 辐射明显具有非热性质,它们的紫外辐射很强,呈蓝色.

(2)许多类星体有光变,变幅 $0.1^m \sim 3^m$,时标一般从几月至几年,但也有短至几天的,例如 3C446 的亮度在两天内变化一倍. 光变无周期性.

(3)类星体光谱中都有发射线,包括容许线和禁戒线,它们由氢、氦、碳、氮、氧、氖、镁、硅等元素产生,其中最强的是 H I 的 L_{α} 和 H_{β},C IV 的 154.9 纳米线、NV 的 124.0 纳米线以及 Mg II 的 279.8 纳米线.

光谱中出现发射线说明类星体周围有受到高频光子照射的稀薄气体云,由吸收再辐射过程形成发射线.

类星体的发射线很宽,表明产生发射线的气体云内有大规模的诸如湍流之类的随机运动,速度可高达 1000 ~ 1500 千米/秒.

许多类星体(但并非全部)光谱中有吸收线,它们由碳、氮、硅等元素的离子产生的,但吸收线比发射线窄得多.一般说来,红移 $z>2.2$ 的类星体有强吸收线.

(4)大多数类星体的红移 $z>1$,但星系的红移一般为 $z<1$.按相对论多普勒效应公式

$$z=(1+\beta)/(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}-1=\sqrt{\frac{c+v_r}{c-v_r}}-1$$

$z=1$ 对应的视向速度为 $0.6c$,在目前已知类星体,最小红移的是 MARK509,$z=0.035$;最大红移 $z=4.43$ 的类星体是 Q0051 — 279(1987 年 9 月发现的).该 z 值对应的视向速度 $v_r=0.934c$!,如果用哈勃定律,取哈勃常数 $H_0=50$ 千米/(秒·兆秒差距),则得 5600 兆秒差距或 186 亿光年.

对于有吸收线的类星体,通常吸收线的红移小于发射线的红移.有些类星体的吸收线有几组不同的红移值,但发射线的红移都相同.例如类星体 PHL938 的发射线红移为 1.955,而吸收线红移分别为 1.949,1.945 和 0.613.目前认为,类星体吸收线是类星体与观测者之间的居间星系晕或星系际气体产生的,而红移接近发射线红移的吸收线则可能是类星体本身的气体晕中产生的.

(5)类星射电源的射电连续辐射谱是幂律谱,在 178 ~ 1400 兆赫波段内谱指数α平均为 -0.81.这类天体中很多具有双源结构.射电辐射区的角直径小于 $0.001''$.

(6)爱因斯坦 X 射线天文台记录到很多类星体有 X 射线辐射,X 射线类星体约 400 个,X 射线光度为 10^{43} — 10^{47} 尔格秒$^{-1}$.由 X 射线辐射检测而证认出来的类星体,称为 X 射线选类星体.

(三)光度函数

类星体的光度函数定义为单位体积单位(绝对)星等间隔(或单位光度间隔)内的类星体数目.光度函数对星等积分,即为单位体积内类星体的总数.光度函数是空间坐标的函数.若采用类星体

的红移为宇宙学红移,因而用红移 z 来代替空间坐标.

光度函数是类星体的一种统计特征，光度函数的研究自然离不开类星体样品的选取.绝大多数类星体是通过光学方法发现的,近年来已出现了好几个光学选类星体的完备样品.

(1)光度函数的演化

首先讨论光学选类星体计数,计数的结果直接反映了空间密度是否均匀.早年对河外射电源计数表明它们是分布不均匀的,射电源随 z 而变(演化).对类星体计数结果成为类星体光度函数演化的第一个证据.在平直空间 $d\lg N(<B)/dB \sim 0.6$,此处 $N(<B)$ 为星等小于 B 的星数.计数结果表明,斜率为 $0.86>0.6$,这说明类星体的空间密度随 z 很快上升,或者,光度随 z 而增加.

如果有足够多的类星体样品,我们可按不同红移区间求出各自的光度函数,这将是光度函数演化的最直接的证据(图 8.53),该图 (a)是对应于 $q_0=0$,(b)是对应于 $q_0=0.5$(关于 q_0 见下章的讨论).

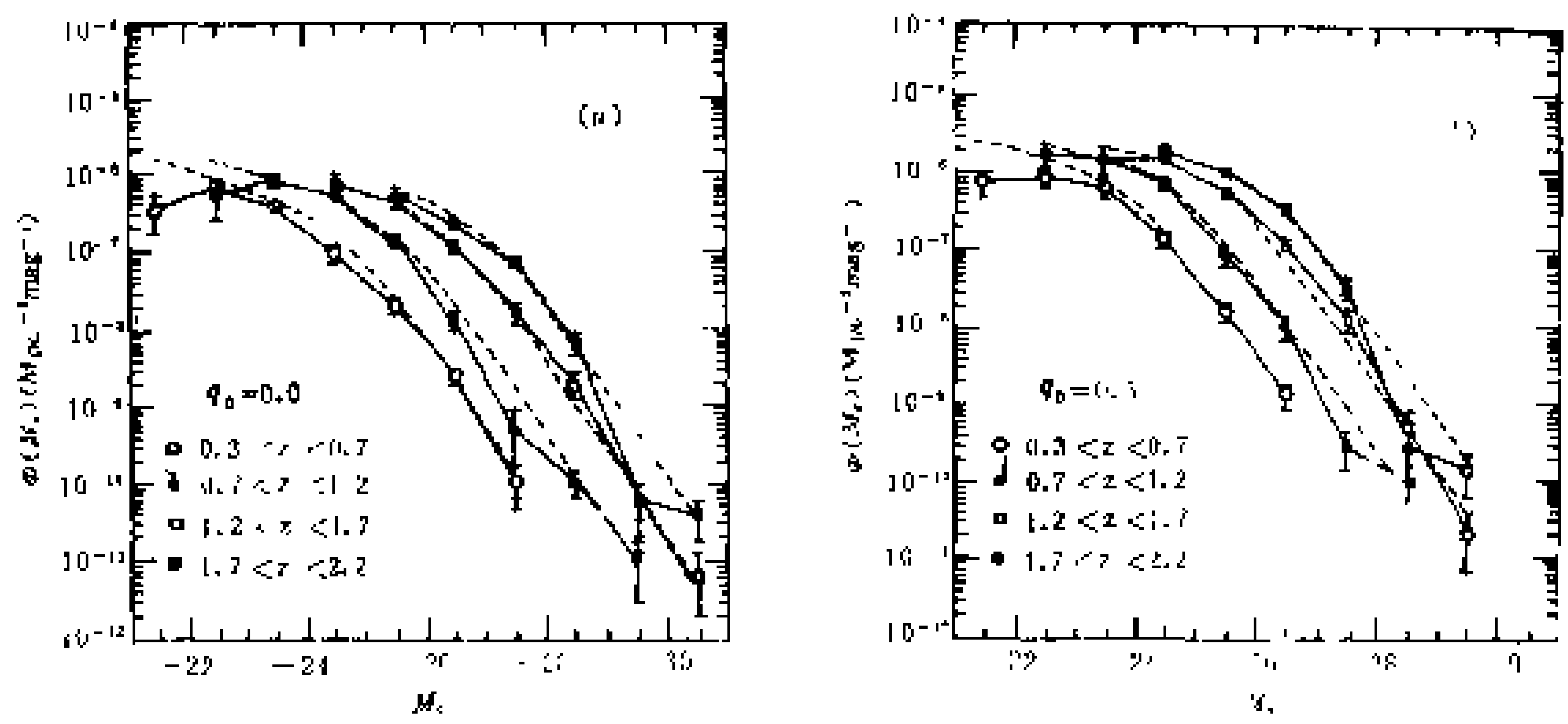


图 8.53 类星体的光度函数.$(a)q=0$,$(b)\ q=0.5$

(2)光度函数演化的数学描述

目前对类星体的光度函数的研究主要是描述.即从观测资料入手,建立某种模型来拟合观测资料,求出光度函数及其演化方式.此处摘列几种演化模型.

纯密度演化模型

按此模型,光度函数可写为

$$\Phi(z,M)=f(z)\Phi(0,M)$$

其中 $\Phi(0,M)$为本地($z=0$)光度函数,$f(z)$为演化函数.在此模型中,光度函数按 M 的形状不随 z 而变.但深度巡天结果表明,当 B 大于 20 星等时计数曲线变平了,这与密度演化模型不符合.

纯光度演化模型

该模型设类星体光度函数和数密度不随 z 而变,但类星体的光度随 z 而变,即

$$\Phi(z,M)=\Phi(0,M_0-\Delta M(z))$$

其中 M_0 是 $z=0$ 时的绝对星等.纯光度演化是假定 z 处的光度函数相对于 $z=0$ 处光度函数沿横轴(星等)移动了 $\Delta M(z)$.

光度演化的数学形式常表示为

$$M=M_0-2.5k\log(1+z)$$

用此纯光度演化模型可较好地拟合观测资料.

混合演化

这种模型既考虑光度演化,又考虑密度演化,光度函数为

$$\Phi(z,M)=n_0\frac{\exp[j\tau(z)(M_*-M)]}{l^{0.7}(1+l)^{3.3}}$$

式中 $M_*=M_0-1.086k\tau$,$M_0=-22.55$,$l=L/L_*=10^{-0.4(M-M_0)}$;n_0,i,k 为常数,$j=0$ 对应于纯光度演化.

关于类星体光度函数的研究还在探索中,还需考虑某些因素(如选择效应)的影响.

(四)红移的争论

对类星体的红移一直存在着争论,大致有三种看法:

(1)宇宙学红移

(2)非宇宙学红移

(3)两者兼有

关于类星体红移问题的详细论述已超出本书范围，可参阅很多极好的专著.此处仅简述争论之焦点.

(1)宇宙学红移　　类星体最突出的特征是红移很大，这是观测事实.对此最现成的解释是用哈勃定律，即认为类星体红移是由宇宙膨胀引起的河外天体退行的反映，这样的红移称为宇宙学红移.

按照宇宙学红移，类星体是很遥远的天体，它们的距离常称为宇宙学距离.上面谈到的红移 $z=4.43$ 的类星体(Q0051 — 279)的距离为 186 亿光年，它是现在人类观测到的最遥远的天体.观测已表明，类星体有的位于星系团内，有些类星体出现在星系核内，这些都意味着类星体的红移是宇宙膨胀引起的.

如果类星体红移是宇宙学红移，类星体应是非常遥远的天体，而它们仍能被观测到，这表明它们的光度非常大.例如类星体 3C273，$z=0.158$，视星等为 13^m，距离约为 950 兆秒差距，可推出其光度 $L\sim10^{14}L_\odot$.类星体 QSO0420 — 388，其 $L\sim5\times10^4L_{\text{星系}}$

为了比较，我们列出类星体与其他天体的光度的比较.

太阳光度 $L_\odot\sim4\times10^{33}$ 尔格·秒$^{-1}$

银河系光度 $L\sim10^{44}$ 尔格·秒$^{-1}$

赛弗特星系光度 $L\sim10^{45}$ 尔格·秒$^{-1}$

类星体光度 $L\sim10^{47}$ 尔格·秒$^{-1}$

这样大的光度(辐射功率)又集中于较小的辐射区域(直径为 1 光年，甚至为光天或光时)，这是令人惊奇而疑惑不解的难题.为了摆脱这个难题，有的天文学家另辟蹊径，努力寻找非宇宙学红移的观测证据.因为类星体红移和距离之间的正比关系在七十年代已扩大到 $z=0.46$，对于更大的红移这个哈勃关系是否成立还未经观测验证，仍是一个假定.

(2)非宇宙学红移　　美国天文学家阿普(H. Arp)是主张非宇宙学红移的代表人物，他们从观测上找到了几个具有挑战性的例子.

NGC3384 是一个 S0 星系，红移 $z=0.003$，在它周围角距 30′

以内共发现了八个类星体,其中六个类星体的红移彼此很接近,z值为 1.11 ~ 1.28.这六个类星体中有五个跟 NGC3384 几乎排成一直线(图 8.54),若只是投影在一直线上的几率非常小,因此可认为这些类星体与星系 NGC3384 成协.但星系 NGC 3384 与类星体的红移相差很大,说明类星体的红移是非宇宙学的.

NGC1199 是一个红移 $z=0.009$ 的椭圆星系,在它的像上重叠了一个红移 $z=0.044$ 的致密天体,很象类星体(图 8.55).阿普认为这个致密天体位于 NGC1199 的前面,离观测者近,但红移却更大,必定另有原因.

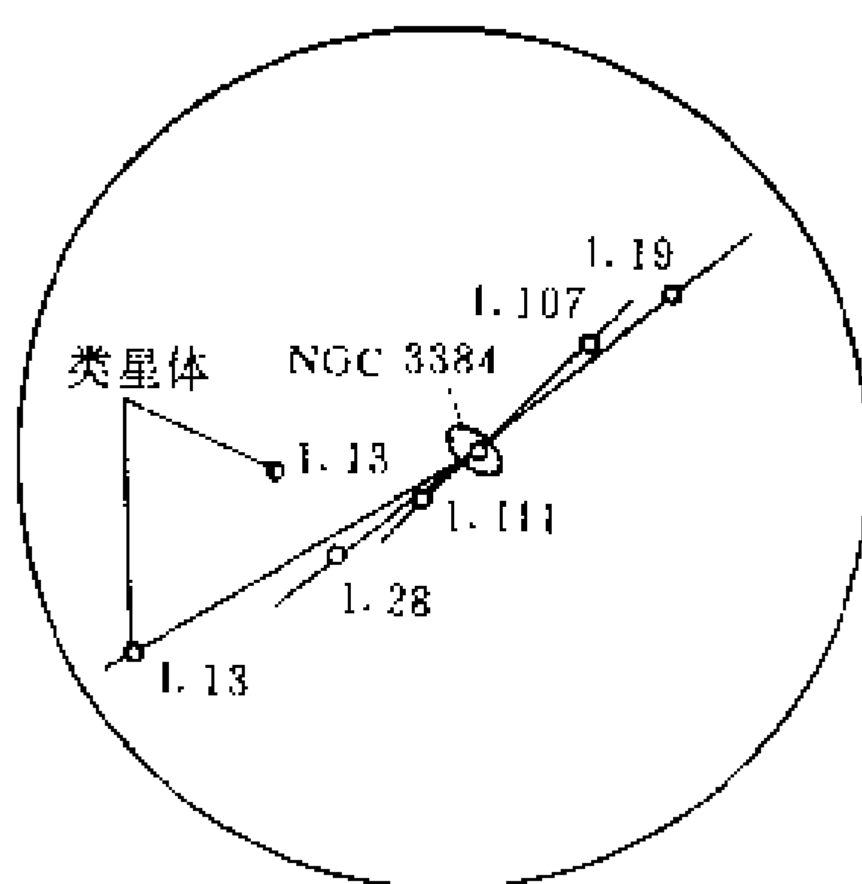


图 8.54 星系NGC3384和近旁的类星体的视位置,图中数字为 z 值

关于类星体非宇宙学红移,曾提出几种观点:

(1)光子衰老.

(2)类星体中心有一个大质量黑洞,产生强引力红移.

(3)在大尺度的空间和时间中物理常数和物理定律应改变,类星体红移可能是某种未知物理规律造成的.

总之,类星体发现以来 30 年中,红移的原因一直是争论不休的问题,解决之日也是颁奖之时,盼望这一天早日到来.

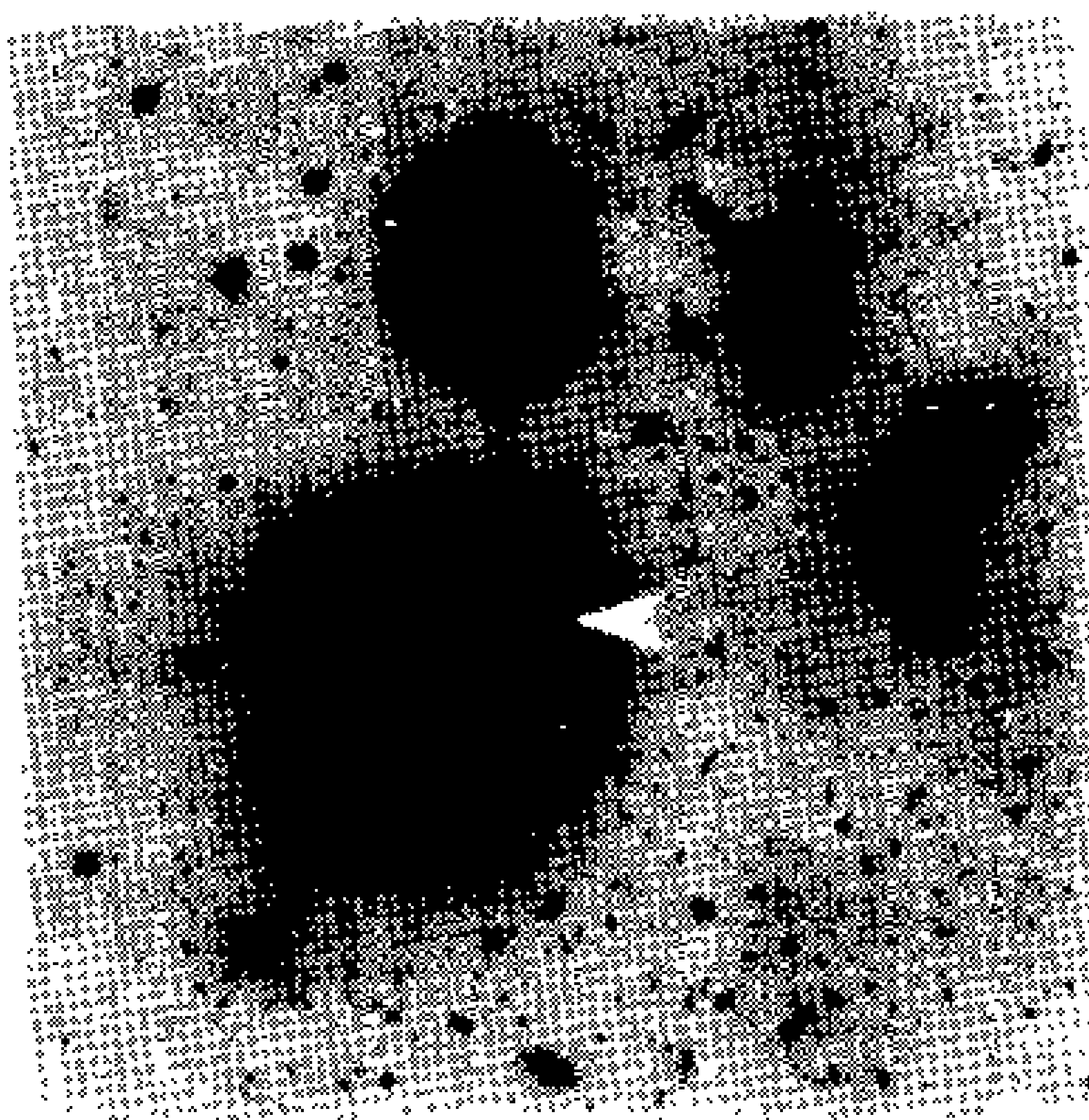


图 8.55 位于椭圆星系 NGC 1199 前面的一个大红移天体(箭头所指)

4. 活动星系核

活动星系核(Active galactic nucleus 简称 AGN)在近来是很流行和非常活跃的研究领域.正如 1988 年国际天文学联合会第 134 次科学讨论会《活动星系核》的会议总结中所说:活动星系核涉及到天体物理中最基本的问题,活动星系核在能量产生,辐射机制和宇宙论这些基本问题中占有关键地位.正因其重要,国际上有很大的力量投入这一课题的研究(观测和理论).近几年,由地面和空间观测获得许多新资料,这些新资料与已有的理论发生了严重的冲突,有些人说,活动星系核的研究正经历一场大变革.特别集中于活动星系核的大小和质量.面对这样一个天体物理前沿阵地,我们试图提出有关问题并作初步讨论.

(1)活动星系核分类

类星体和类似类星体活动星系核是天体物理学中近 30 年一直未解之谜.尽管类星体有着大红移和高光度的特征,但类星体和

活动星系核在光谱性质方面又有其相似性，这是否意味着遥远的类星体和邻近的赛弗特星系等表现出相同的天文现象？活动星系核现象在旋涡星系中特别常见，它们成员中有百分之几的星系呈现为类赛弗特星系核活动.

从很小的一个区域，即半径 $r << 0.1$ 秒差距，持续输出功率 $W > 10^{38}$ 尔格 /秒，其连续谱从 100 微米到 1MeV 波长范围内呈幂律形式（粗略地说为 $F_\nu \propto \nu^{-1}$，）这样的天体称为活动星系核[8.12].（但应指出，最近有人[8.13] 对此提出新的看法.这类天体是非热辐射的致密源，满足这些条件的天体都是一个星系的核或在星系核的附近.由于活动星系核的谱型有别于黑体谱，我们常说这类天体在射电、红外、紫外和 X 射线波段的辐射“过剩”或“超”.现仅从光谱观测特征略加分类.

（一）经典活动星系核　该类包括类星体（QSO）和 Ⅰ 型赛弗特星系.其特征是具有宽的允许发射线和窄的高电离和低电离禁戒发射线.在文献中，有人将光度为 $-30^m \lesssim M_B \lesssim -23^m$（$10^{11}$ — $10^{14} L_\odot$）的经典活动星系核称为类星体，而光度为 $-23^m < M_B \lesssim -16^m$ 的称为 Ⅰ 型赛弗特星系.

（二）窄线区（简称 NLR）　这是指活动星系核中产生窄的发射线的区域.它由低密度的光致电离气体所组成（$N_H < 10^8$ 厘米$^{-3}$），半径相对大些，$R \simeq 1$ 秒差距或更大些.

（三）宽线区（BLR）　活动星系核中产生宽发射线的区域，它的密度较高，$N_H > 10^8$ 厘米$^{-3}$.由宽发射线的光变研究推出该区的半径为 0.1 ～ 1 秒差距.

（四）宽线射电星系（BLRG），窄线射电星系（NLRG）和窄线 X 射线星系（NLXRG）这类天体中有强而宽的发射线的称为 BLRG；发射线窄的称为窄线射电星系（由射电观测到的星系）和窄线 X 射线星系（首先由 X 射线观测到的星系）.

（五）星暴星系（Starburst galaxies）　前面已讨论过.

（六）光学激变类星体（OVV），蝎虎 BL 天体和布莱扎（Blazar）.

如果某类星体的光变 $\Delta m > 1^m$，光变时标短于月或更短，则称它为光学激变类星体．蝎虎 BL 天体也有极强的活动．有人将蝎虎 BL 天体和类星体合称为布莱扎．

活动星系核的研究开始于 1908 年(里克天文台的 E. Fath)，后经哈勃(1926 年)、赛弗特(1943 年)等的研究，在 60 年代发现了类星体(见前节)，到目前对活动星系核的研究已成为星系天文学主流之一．表 8.14 列出了目前对星系和各类活动星系核在宇宙中的空间密度所得出的近似值．表 8.15 则对宽线区和窄线区两者的物理特性作了比较．

表 8.14　现在的近似的空间密度

类型	数目 / 百万秒差距 ^{3}
场星系	10^{-1}
亮旋涡星系	10^{-2}
赛弗特星系	10^{-4}
射电星系	10^{-6}
类星体(QSO)	10^{-7}
类星源(Quasar)	10^{-9}

表 8.15　两类活动星系核的比较

物理特性	宽发射线区(BLR)	窄发射线区(NLR)
半径(秒差距)	0.1 — 1	$10^2 — 10^3$
电子密度(厘米 $^{-3}$)	$10^8 — 10^{14}$	$10^3 — 10^6$
温度(K)	$10^4 — 2\times10^4$	$10^4 — 2\times10^4$
充满因子 *	$10^{-1} — 10^{-2}$	$10^{-2} — 10^{-3}$
质量($M_\odot$)	10^2	$10^5 — 10^6$
气体速度(千米 / 秒)	$10^3 — 10^4$	5×10^2
相对丰度	H ~ 10^4，He ~ 10^3 重元素不清楚?	H ~ 10^4，He ~ 10^3 重元素差不多为 1

* 充满因子是凝聚区占总体积的分数．

(2)活动星系核的性质

研究活动星系核的基础是观测它们的能谱和谱线.活动星系核的研究所涉及的根本问题是活动星系核的中心区的结构、演化和特性.或者简单地说活动星系核的质量和尺度,产能机制.目前集中要回答的问题如下:

(i)活动星系核中心区的性质是什么样(质量 M 多大)?

(ii)活动星系核吸积机制如何(吸积率 $\dot{M}$)?

(iii)活动核外若有云,如何形成的?

(iv)活动星系核是否有吸积盘?

(v)相对论性运动的起源和性质是什么?(已观测到的射束和喷流).

在讨论活动星系核时常谈到中心发动机(Central engine)这是指活动星系核产生连续辐射和外出喷射最初被加速的区域.若采用中心大质量黑洞模型,围绕黑洞的物质的内区,半径约为 $10^{15}M_8$ 厘米(M_8 指以 $10^8M_\odot$ 为单位的黑洞的质量).由某些天体观测到 X 射线和紫外光的迅速变化支持在活动星系核中心存在致密的中心发动机这一假设.它比宽发射线区域的半径小得多.图 8.56 是一种活动星系核结构的示意图.图中左边标出尺度(秒差距)的对数值.

类星体和 I 型赛弗特星系,现在已获得几乎全波段的观测数据,即从射电到 X 射线.它们的典型的波谱展现为一平滑的连续谱.这一谱型可以用两个分量加以解释:一个平幂律谱(或者非热分量),它主要在低频和硬 X 射线段:一个是热分量(或者紫外凸起),它由可见光延伸到软 X 射线段.热分量对应的温度约为 20,000— 30,000K,幂律的谱指数近似地为 $\alpha=-1$(图 8.57).

利用观测宽发射线和理论计算可估计出活动星系核的尺度大小和质量:利用电离参数 U 的定义得

$$U=\frac{\text{电离光子流}}{NC}=\frac{Q}{4\pi R^2NC}$$

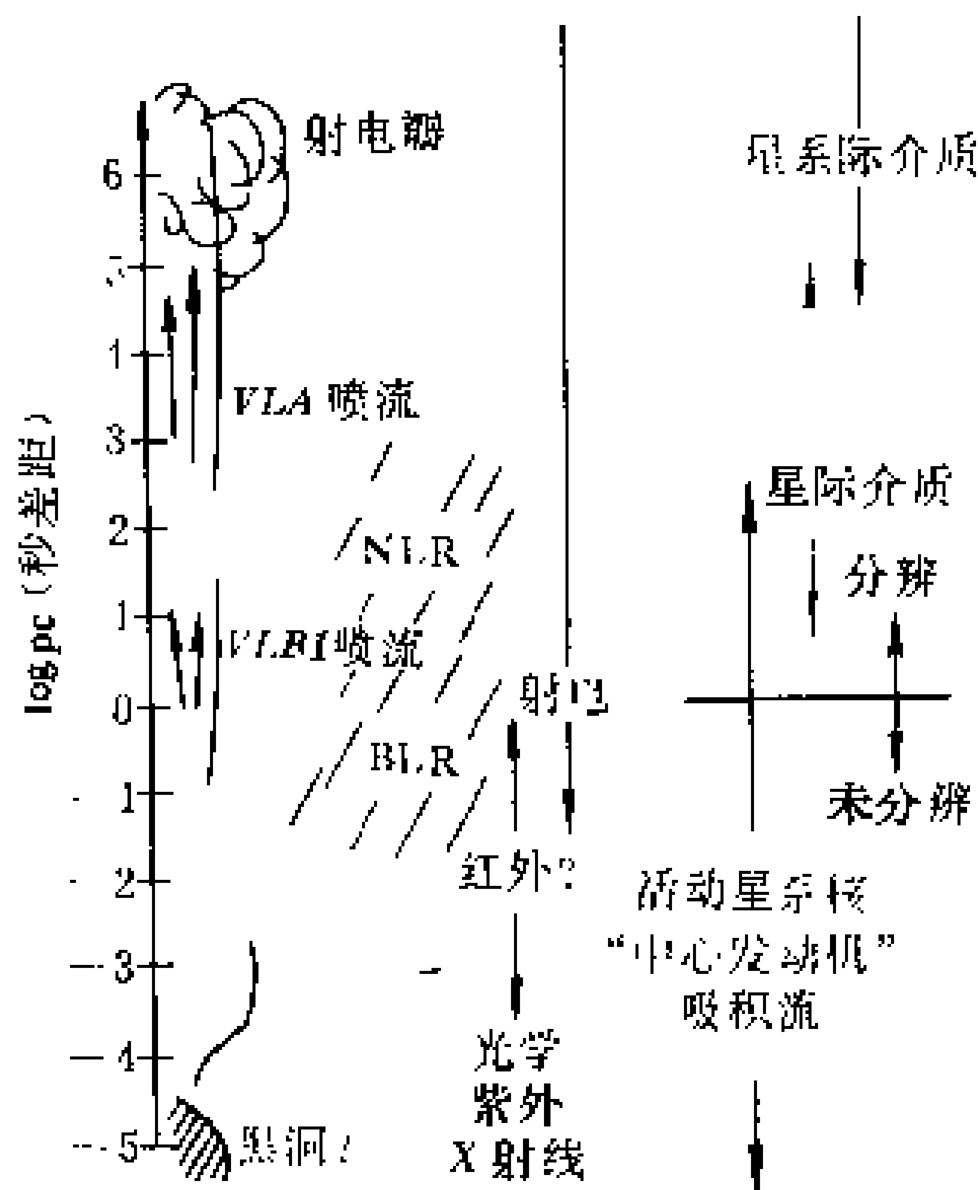


图 8.56 活动星系核的结构示意图

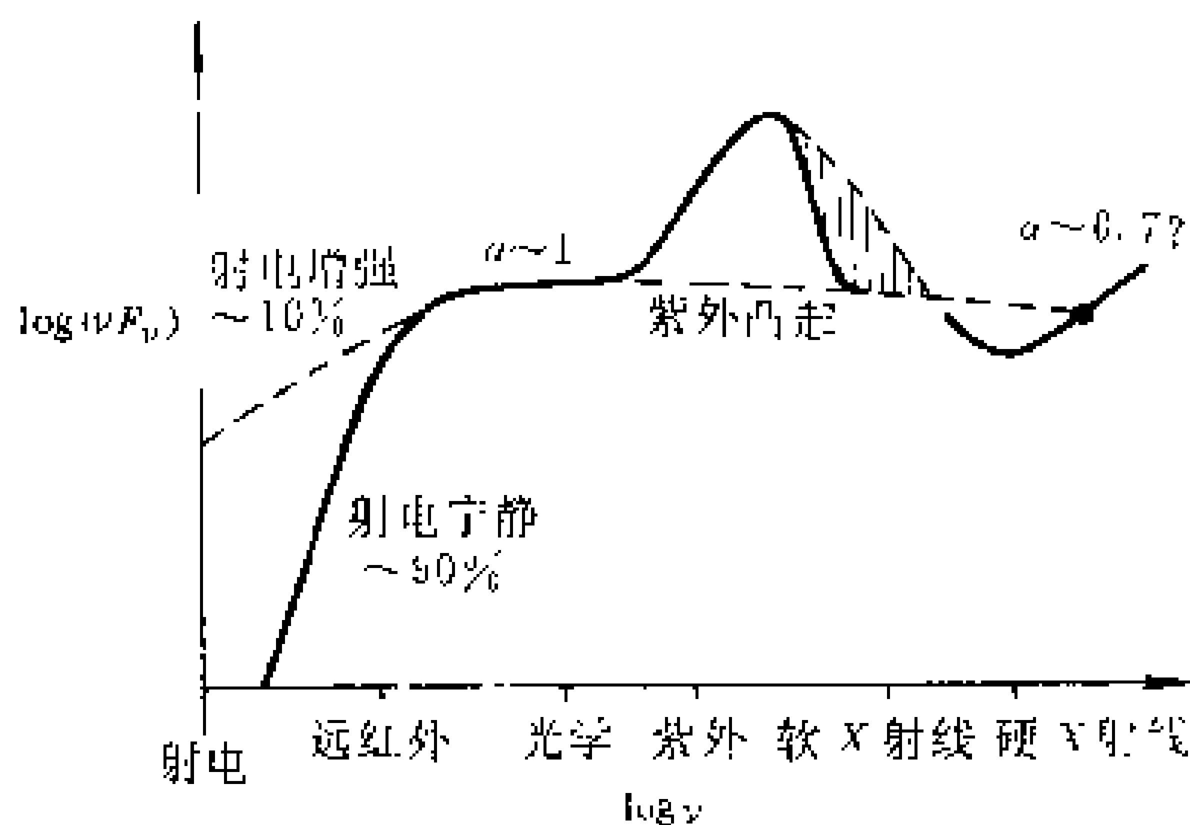


图 8.57 普通活动星系核的连续谱,紫外凸起的不确定性是由于自吸收造成的

此处 N 是氢的数密度,Q 是电离光子能流,R 是从产生宽发射线的云到中心的距离.即

$$R = \left[\frac{Q}{4\pi NUc}\right]^{\frac{1}{2}} \simeq 3.5\times 10^{17}[N_{10}U\langle v\rangle]^{-\frac{1}{2}} L_{46}^{\frac{1}{2}} \text{ 厘米}$$

其中 $N_{10}=N/10^{10}$ 厘米$^{-3}$，L_{46} 是以 10^{46} 尔格/秒为单位的光度，$\langle v\rangle$ 是一个电离光子的平均能(以里德堡为单位)．一般的理论讨论用 $U\simeq10^{-2}$，$N_{10}\simeq1$，$\langle v\rangle\simeq3$．由此推得 R 值为：R(典型的Ⅰ型赛弗特星系)$\simeq$ 0.1 秒差距，R(类星体)$\simeq$ 2 秒差距．

由最近研究得出活动星系核的近似的质量－光度关系：

$$M\simeq 2.3\times10^{8}\, V_{3000}^{2} L_{46}^{\frac{1}{2}} M_{\odot}$$

此处 V_{3000} 是以 3000 千米/秒为单位的开普勒速度．

目前一般采用的活动星系核的理论模型是它的中心区有一大质量的黑洞，周围有一吸积盘．但应指出该模型与活动星系核的观测相比较仍有某些困难亟待解决．关于活动星系核的研究的下一步计划是加强合作观测，用各种手段和方法决定活动星系核的质量和产能机制．

由星系到活动星系和活动星系核的讨论，我们受到什么启迪呢？新的观测事实带来了人类认识宇宙的变革．新的现象不断发现，人们不断受到新的挑战，不断在解决问题中前进．回想本世纪 30 年代最初发现河外星系时，人们只是惊叹宇宙是如此浩瀚、庄严而宁静．宇宙这一巨大舞台似乎进展是如此缓慢，步履过份稳健，旋涡星系旋转周期是几亿年，远远超过人类能够觉察出的变化的时间．活动星系和活动星系核的发现改变了人们的宇宙观，现在我们知道星系的宁静外观只是外部表象，当深人它们的心脏时，它们是猛烈地动荡，星系核在几小时这样短的时间会发生巨大的变动！当人们认识到存在河外星系时，谁会相信在星系这一广阔无垠的王国内竟会有如此不可思议的激烈的活动？现在这是事实，我们发现我们自己生活在一个"激烈活动的宇宙中"(Violent Universe)．

然而,普遍理解的激烈还未正确理解.人们一想到激烈就是爆发.在星系中的确会发生某种爆发.但正如超新星爆发一样,真正的激烈不属于向外爆发部分,而是向内挤爆那部分.如果大质量黑洞吸积果真是活动星系核的关键所在,那末星系核内产生的剧烈活动不是向外流出的物质(喷流)而是由向内流的物质所产生的(吸积).于是全部星系现象中最高能量的核心,我们又一次遇到我们的老朋友——引力.

§8.4 星系团

到目前为止我们基本上讨论孤立星系,未关心它们之间的相互作用和演化.实际上,正如恒星世界中有双星一样,也有互相作用的双星系;恒星可组成星团,星系亦组成星系团.

1. 互扰星系

强相互作用的星系对在整个星系中只占很小的百分比,但某些引人注目的例子会形成单星系不会存在的令人惊奇的结构(图8.58).这些引人注目的互扰星系形成的桥、尾和环等都已编辑成星



图 8.58 M51 (NGC 5194)和它的伴星系 NGC 5195

表.许多人已对此现象从理论上进行了数字模拟,已获得很大的进展.图 8.59 是两相互作用星系的数值模拟,在它们之间产生了物质桥.图 8.60 是相互作用星系的另外某些例子.如果两个星系相撞,若它们的质量差不多,那末两个星系都会形成一条远离主体的很长的尾巴(图 8.61).由于潮汐作用很强,产生了超出直觉的结果.还有更稀有的情况,当两个星系相互渗透,形成很奇异的"环形星系"(图 8.62).

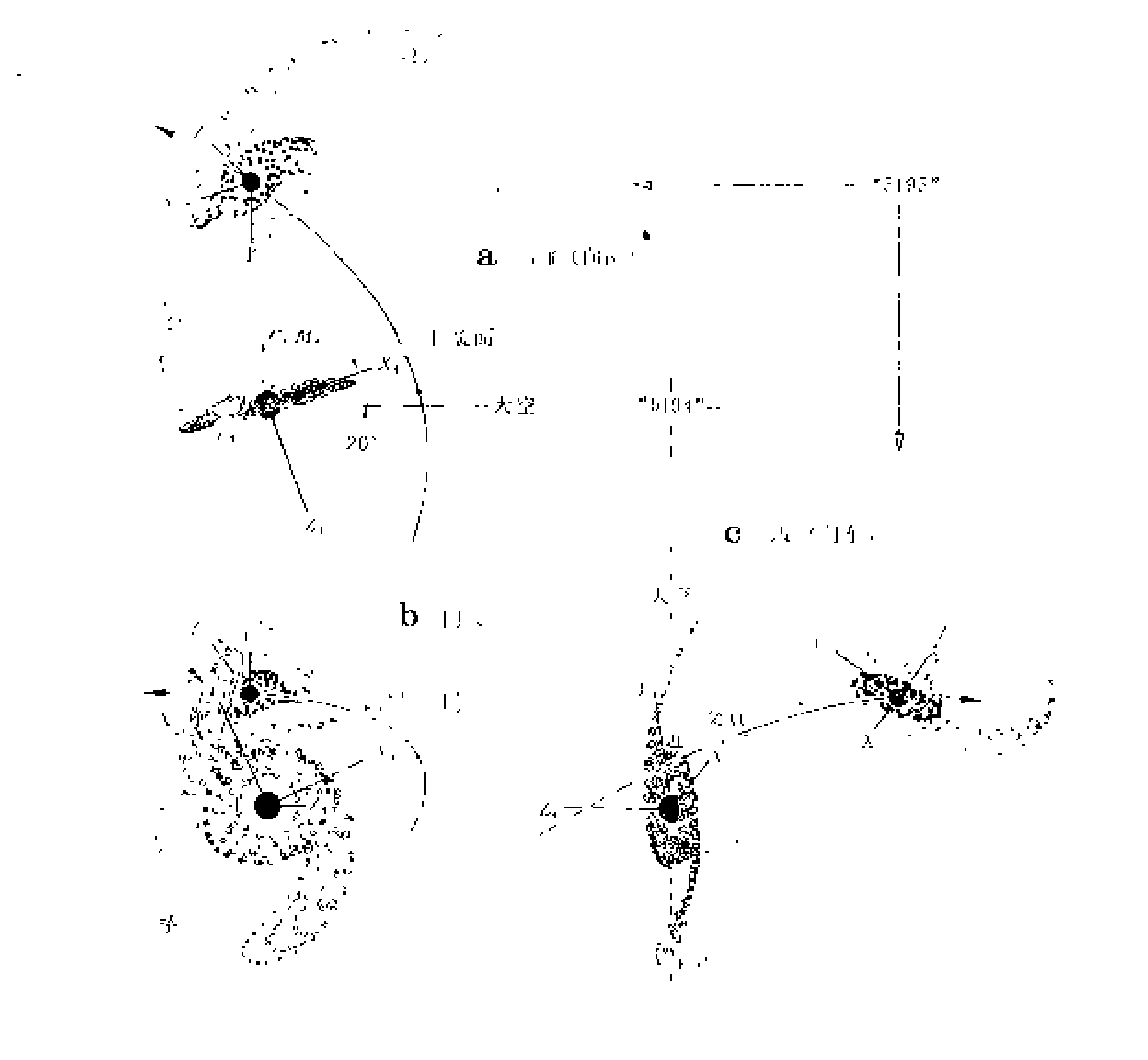


图 8.59 数值模拟两星系相碰产生桥

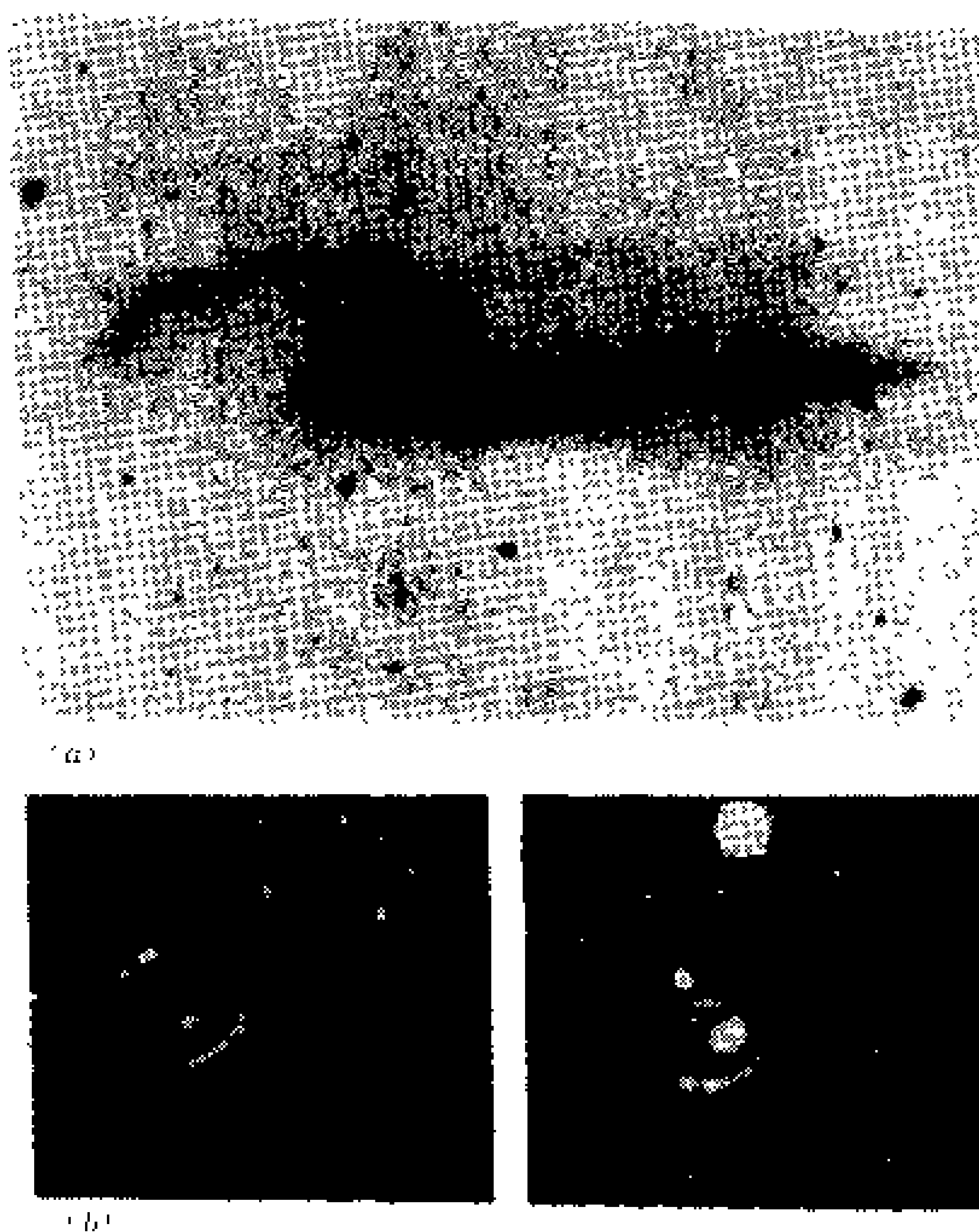


图 8.60 相互作用星系都形成尾巴(a)、形成环形星系(b)

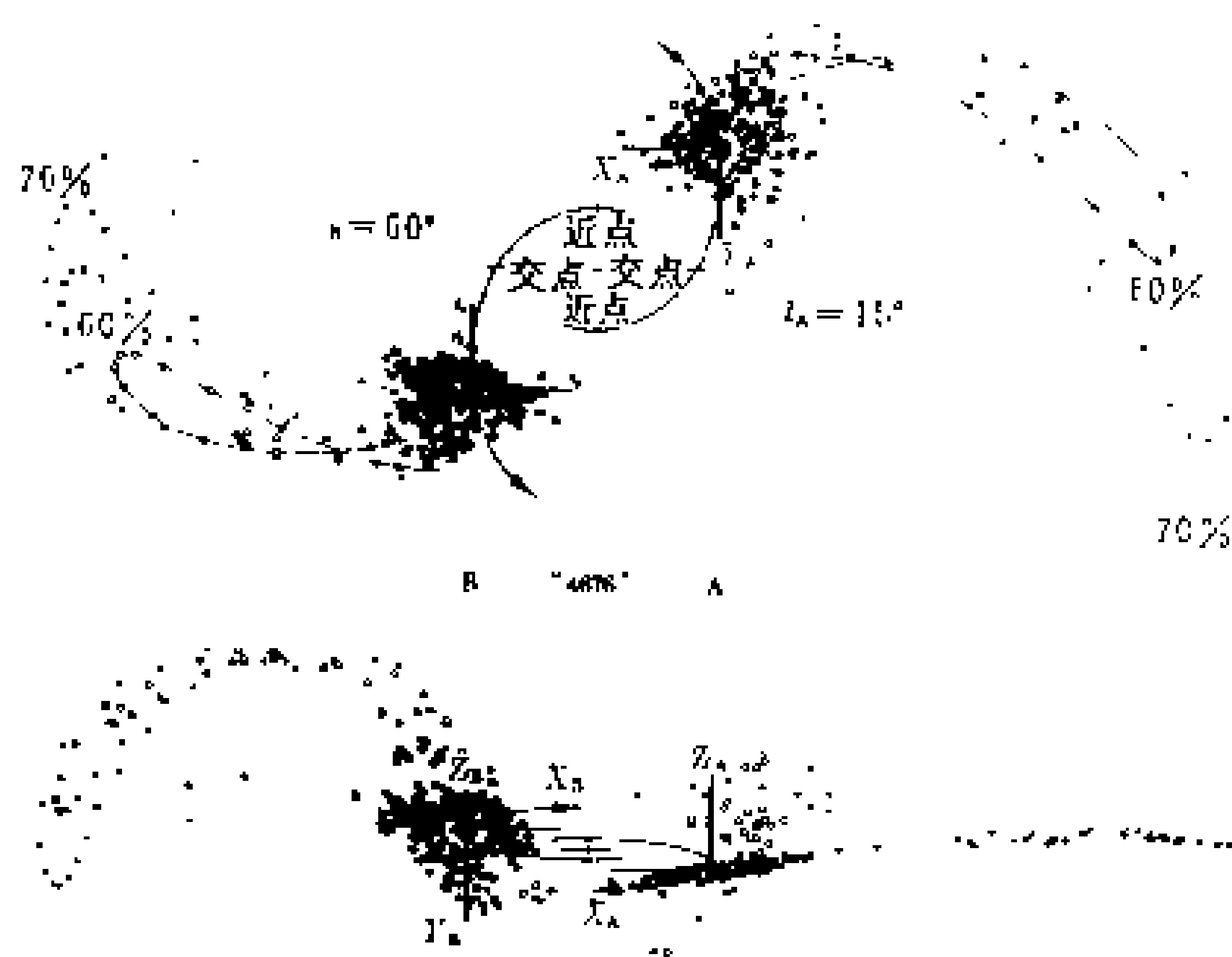


图 8.61 数值模拟两星系相碰形成尾巴

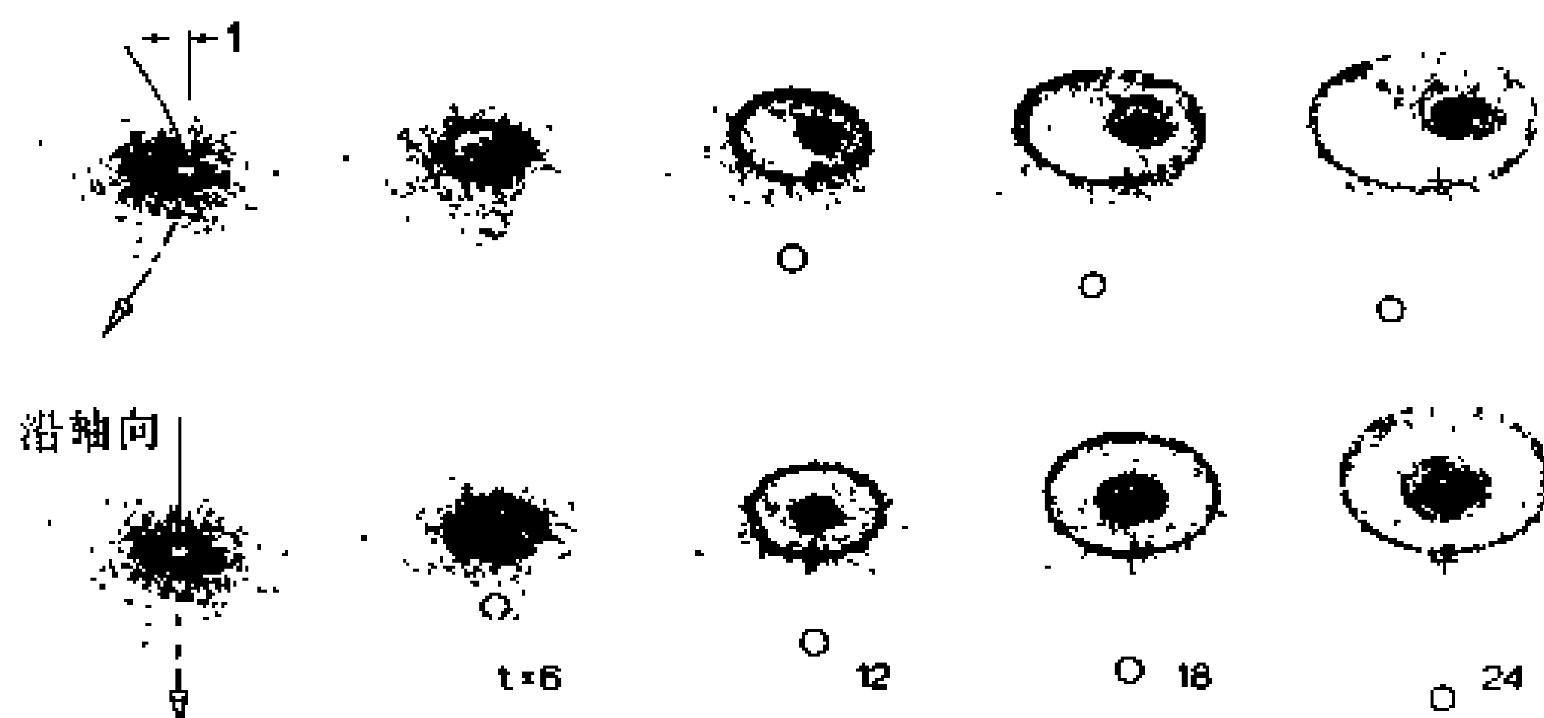


图 8.62 星系相碰形成环形星系的数值模拟

2. 合并星系(Mergers)

两个星系在低速相遇中受到潮汐作用和动力学摩擦，有时能通过猛烈弛豫导致它们合并,而形成一个比较不定形的遗迹或合并星系.

已观测到一个合并星系的极好的例子,图 8.63 表示了合并过程.在某些曝光情况下,该系统看上去象起皱的蛛状物而没有近邻;当深度曝光时,便可看到两条长尾巴,内部混沌运动,有证据表明存在尘埃、气体和新产生的恒星,该系统的中心好像是惊人的巨椭圆星系.此处我们看到两个巨旋涡星系合并成一个巨椭圆星系,这其间气体和尘埃已完全用于形成新的恒星.

有人曾提出也许椭圆星系是由合并过程形成的假设.这种意见具有一定诱惑性,按此说法 NGC 星系或者 4000 个星系中也许有一打相互作用星系呈现为有桥或尾巴.由数值模拟表明,这种几何形式是过渡形式,不能维持长于 10^8 年.如果每对相互作用星系最终导致合并,于是在 10^{10} 年内,可以预期 4000NGC 星系中约有 400 个最终成为合并星系.换句话说,旋涡星系的合并将导致全部星系的百分之十变为椭圆星系.实际上椭圆星系约为百分之二十

或三十,它们大部分位于富星系团中;完全可能合并星系在过去多于现在,在星系团中常见于场星系.

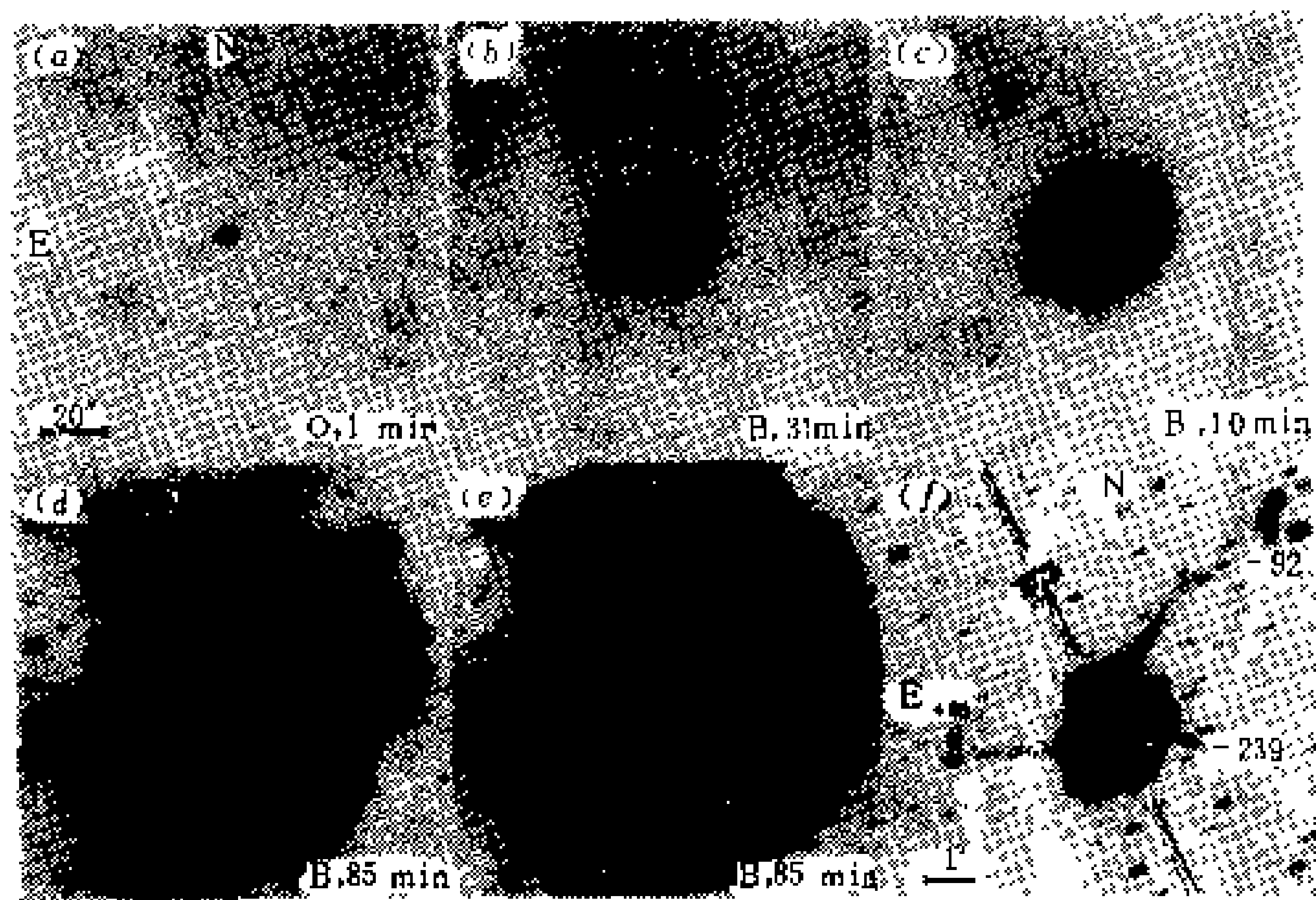


图 8.63 NGC7252 的各种曝光的形态

3. 星系团分类

在目前文献中,星系团有五个分类系统,其中两个是 Zwicky 和 Abell 基于星系团形态和结构;第三个是 Rood-Sastry 用形态和 10 最亮成员的分布;而 Bautz 和 Margan(简称 BM)分类依赖于较亮星系相对于其余星系的亮度反差;Oemler 的分类则基于星系团的星系成分.

Zwicky(1961 — 1968)在他的星系团表中将星系团分为三类:致密星系团——亮星系密集,至少有 10 个成员看上去相连;中等致密星系团——有一个或多个致密区,其中最亮的十个星系之间相距只有几个星系的直径;疏散星系团——无明显密集迹象.

Rood 和 Sastry(1971)将星系团分类成一个音叉形状:

$$cD - B \begin{matrix} \nearrow L - F \\ \searrow C - I \end{matrix}$$

cD:星系团有一主导的超巨星系,如 Abell 星系团中的 A401,
A2199.

B:星系团中有一对主导亮星系,如后发(Coma)星系团.

L:至少有三个星系排成行,如英仙星系团.

C:最亮星系中十个至少有四个密集在中心,如 A2065.

F:十个亮星系中有几个成扁平组态,如 A397.

I:不规则型,无明显中心.

表 8.16 Rood - Sastry 分类的类型频数

类　　型	%
cD	21
B	9
L	9
C	14
F	18
I	29

Bauty 和 Morgan(1970)根据主导星系特点将星系团分为五类: Ⅰ型——星系团中心有一占主导地位的 cD 星系,如 A2199.

Ⅱ型——最亮的一个或几个星系外表上介于 cD 型或巨椭圆星系之间,如 Coma 星系团.

Ⅲ型——无占主导地位的星系,如室女(Virgo)星系团.

此外还有Ⅰ—Ⅱ,Ⅱ—Ⅲ作为中介型.

Oemler(1974)根据星系团的成分将星系团分为三类:cD 星系团,贫旋涡星系团和富旋涡星系团.

星系团并没有明显的界线.在证认时要有一定判据,即给出一个阈值.例如 Abell(1958)判据给出的阈值是以星系团中心为圆心,以 $R = 1.7/Z\text{arcmin} = 3h_{50}^{-1}$ Mpc(百万秒差距)为半径的圆;Peebles

等人给出的 R 值为$(0.06-40)h_{50}^{-1}$ Mpc;Zwicky 指出他的星系团表中最大的星系团尺度为 $10h_{50}^{-1}$ Mpc.

4. 几个著名的星系团

(1)室女(Virgo)星系团　　这是离我们银河系最近的星系团(图 8.64),因位于室女座中而得名,距离约为 50 百万光年(16Mpc). 室女星系团中成员星系约有 2500 个,其中约有 200 个亮星系,68% 为旋涡星系,19% 为椭圆星系,其余的为不规则星系. 虽然室女星系团中大部分为旋涡星系,但最亮的四个星系却是椭圆星系,M87(NGC4486)便是其中之一,它是一个强射电源和 X 射线源.

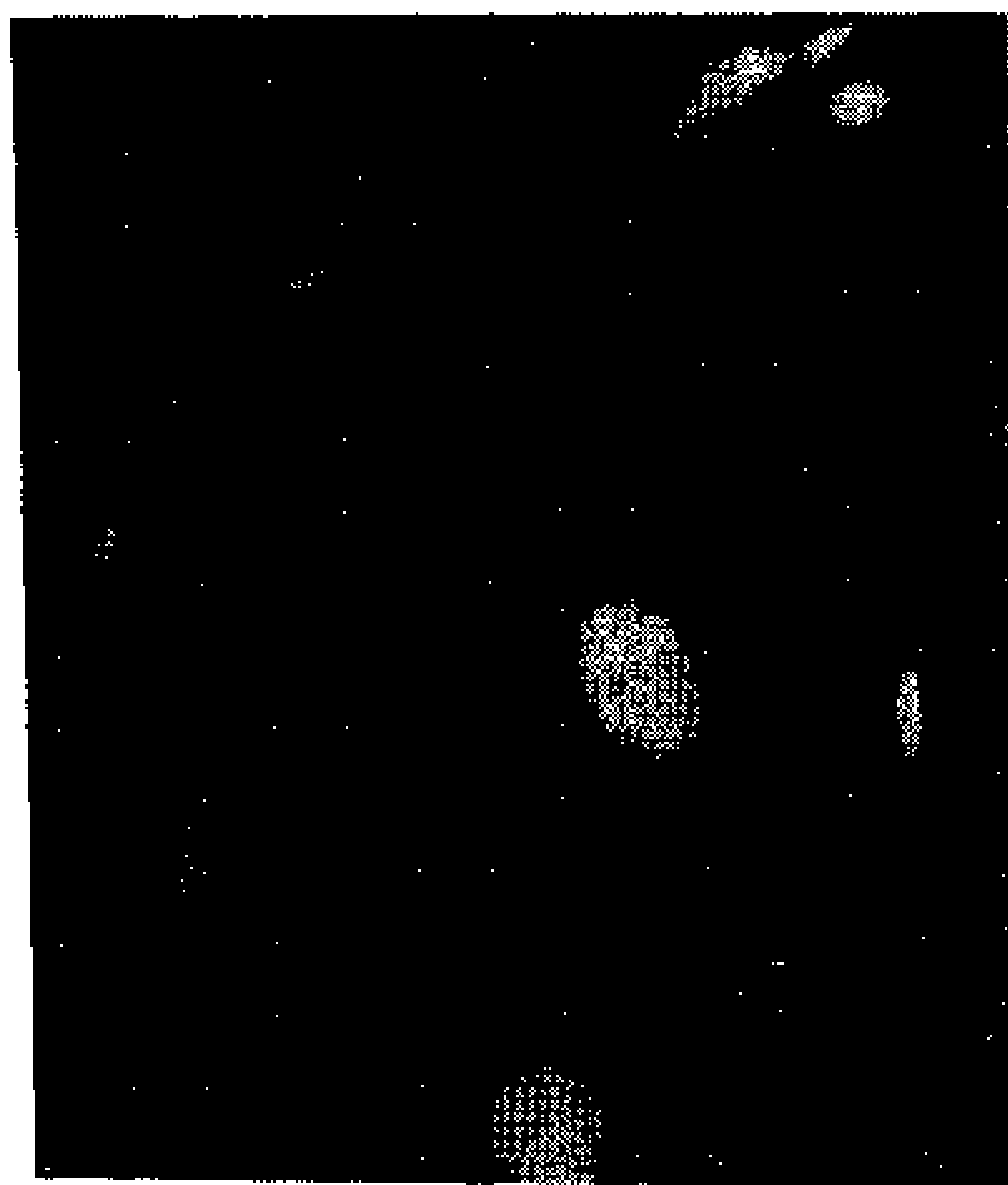


图8.64 室女星系团

(2)后发(Coma)星系团　比室女星系团远七倍(138Mpc)的较近的星系团是后发星系团,它包括数千个星系(图 8.65).由于它位于后发座中,离北银极只有 2°,十分有利于观测.后发星系团中大部分成员星系为椭圆星系或S0星系.据估计该星系团中只有15%的星系为旋涡或不规则星系.这正好表现为富星系团的属性:它们明显的缺少旋涡星系,而旋涡星系在场星系中却是常见星系.

后发星系团的角直径约为 4°,分布呈球对称性,其中心附近有两个超巨星系:椭圆星系NGC4889和S0星系NGC4874(图8.66).

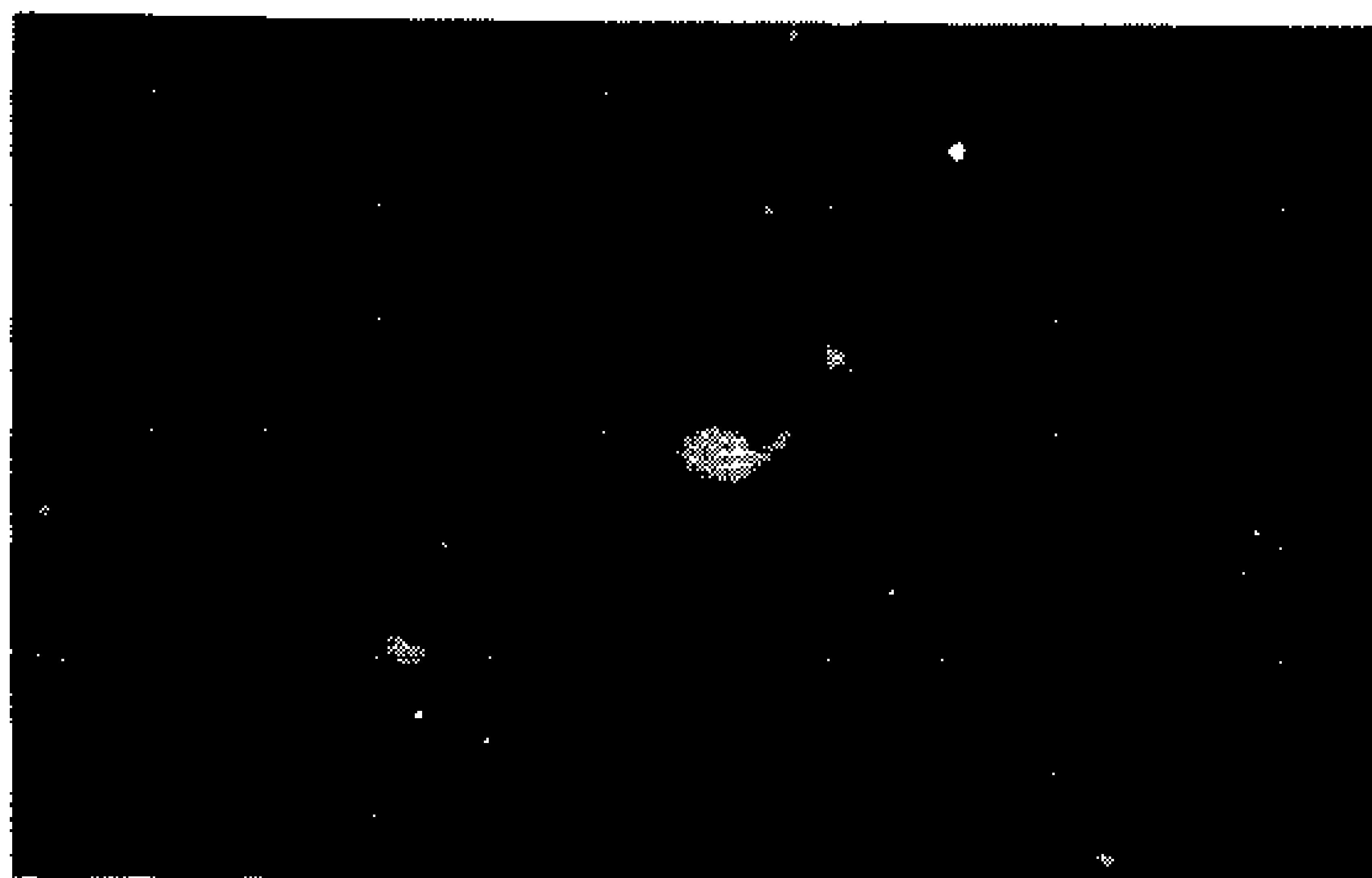


图 8.65　后发星系团

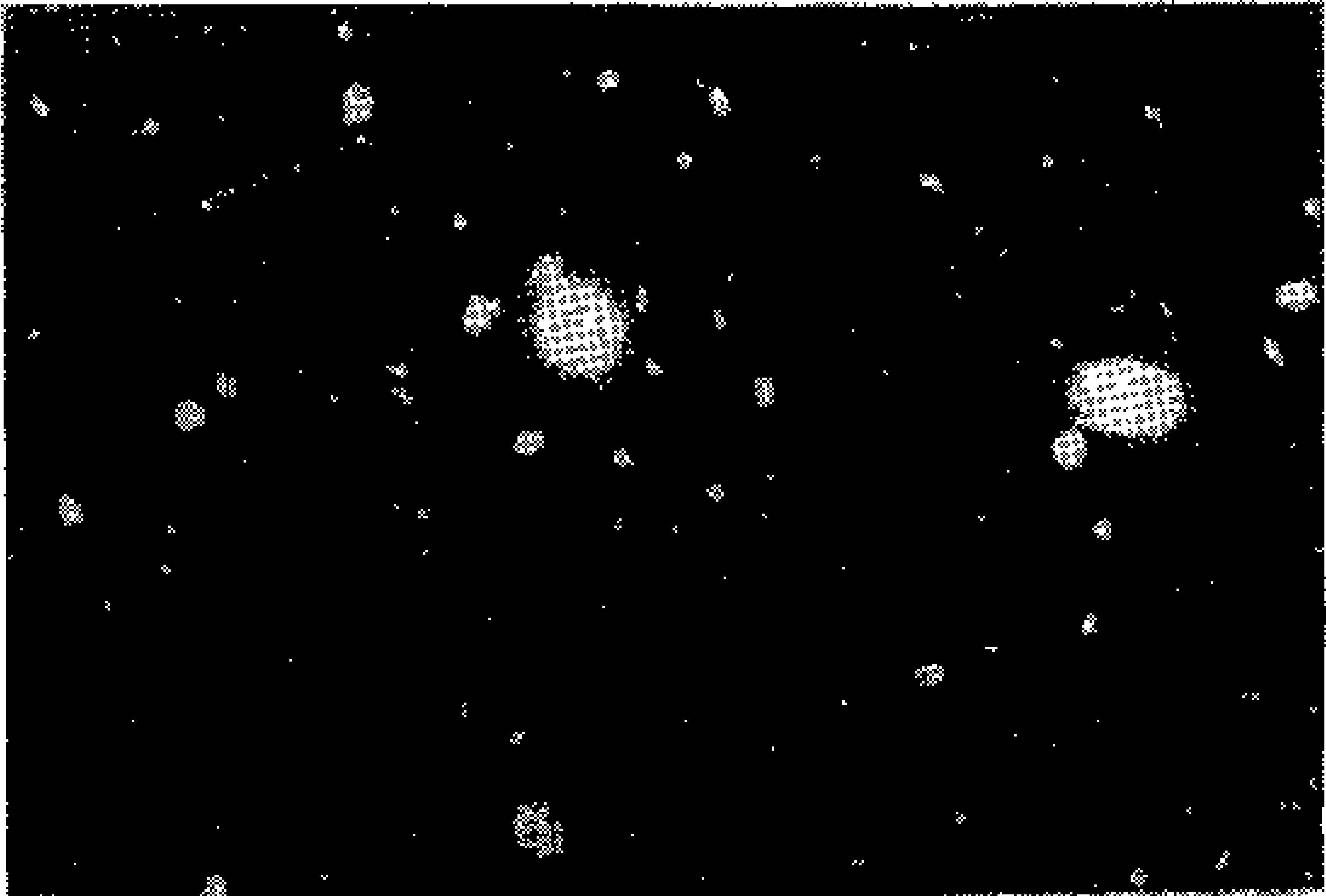


图 8.66 后发星系团中心区域

第九章 宇 宙 学

宇宙始自高密态而演化的图象能够靠物理定律来进行研究. 宇宙学已成为物理的科学.

——泽尔道维奇: 《相对论宇宙学问题》1976

宇宙学从一个备受怀疑的、不为"严肃"科学家容忍共存的学科, 发展成为今天物理学和天体物理学中最普及和深远的课题.

—— 阿尔法、赫曼: 《今日物理学》1988



1930 年爱因斯坦和哈勃在威尔逊山天文台观测

宇宙学从大尺度角度研究宇宙的结构和演化

宇宙学真正作为一门学科在人类认识史上还是很短暂的事.自古以来,人们就不断地探索着宇宙的奥秘,但直到1917年爱因斯坦发表"根据广义相对论对宇宙所作的考查"一文之前,宇宙基本上属于哲学思辨.两千多年以前就开始了宇宙有限还是无限的争论.所谓宇宙结构,实质上只涉及到太阳系.1750年英国人赖特首次提出了银河系的概念,1755年康德在他的"自然通史和天体论"一书中发展了赖特的思想,明确提出了"在广大无边的宇宙之中存在数量无限的世界和星系."康德把星系比作宇宙"海洋"中的岛屿,认为银河系只不过是其中的一个岛而已,宇宙中还存在着无数的"宇宙岛".直到1923年,天文界测出了仙女星系的距离,才确凿地证明了银河系外尚有星系.今天,天文观测已达到了200亿光年之遥,换言之,从空间说,我们得到了一个200亿光年的横断面,从时间说,有了一个200亿年来的演化纵深面.在这辽阔的宇宙之中,虽然内含极其丰富,然而并非杂乱无章.1929年由哈勃开始、发现宇宙中天体普遍存在红移(见§9.2)在50年代,赖尔等人通过射电源计数证实宇宙从密到稀演化.(见§9.3)特别是1965年彭齐亚斯和威尔逊发现宇宙中存在一个非常均匀的微波背景辐射(§9.4)以及人们测到宇宙中普遍存在着高丰度的氦含量(§9.5)等等,所有这些资料成了研究宇宙结构和演化的坚实基础.宇宙是可以理解的!

宇宙学是建立在现代科学基础上的一颗明珠,反过来它对现代科学的发展与进步起了巨大的推动作用.人们对于宇宙学进展的评价也越来越高,1978— 1984年颁发的,7次诺贝尔物理学奖中就有2次授予了与宇宙学有关的成就,一次是1978年授予了微波背景辐射的发现者彭齐亚斯和威尔逊,另一次是1983年授予了核合成理论的创立者福勒.1984年夏在日内瓦欧洲核子研究中心召开的物理教学问题会议上,正式地提出了宇宙学的基本概念应成为基础物理课程中的一个组成部分.

§9.1 宇宙学原理与时空度规

所谓"四方上下曰宇，古往来今曰宙"(汉书"尸子"说)宇宙，按其字义即空间时间的意思．研究宇宙的结构和演化，即研究物质、空间、时间客观总体的性质问题．到今天，比较彻底的时空理论就是爱因斯坦的广义相对论．在这之前占统治地位的是牛顿的时空理论．牛顿认为时空都是绝对的，他说"绝对空间，就其本性来说，与任何外在的情况无关，始终保持着相似和不变"．"绝对的、纯粹的、数学的时间，就其本身和本性来说，均匀地流逝而与任何外在的情况无关"．("自然哲学的数学原理")牛顿的宇宙模型是机械地无限重复的模型，好比一个存放东西的容器，从上下、左右、前后几个方向都按欧几里德几何无限放大，在这无限放大的箱子中，到处布满着天体，自然，这些天体也无限多，无论我们走到哪里，都可以不断地看到他们．

1. 奥伯斯佯谬

牛顿宇宙模型不断地暴露出问题，首先值得提出的是奥伯斯佯谬．奥伯斯是威尼斯天文学家．1826年他总结了一个命题，在假设：

一、宇宙无限．(即空间无限大、时间无限长)

二、宇宙中充满物质．(可表现为星数无限)

三、虽然每个星有生有灭，但从总体来说，可以认为恒星密度不变，平均光度也不变．

四、星光传播规律与地球上一致(照度与距离平方成反比)．

则会导致：黑夜与白天一样亮．

证明：设恒星数密度为 ρ，由 r 到 $r+dr$ 的球壳内的星数为 $2\pi r^2 dr\rho$．令 k 为发光系数．则恒星光度为 $L=k2\pi r^2 dr\rho$．从这一球壳到达观测点的照度为：$dE=\dfrac{k2\pi r^2 dr\rho}{r^2}=2\pi k\rho dr$ 由于宇宙无

宇宙无限，从宇宙中全部星星到达观测点的辐射总量为

$$E=\int_0^\infty 2\pi k\rho dr=2\pi k\rho\int_0^\infty dr\to\infty$$

也就是说，在上述前提下，随着距离加大，虽然每个星来的光在减弱，但恒星数也在加大．我们无论从哪个方向去看天空都必定会遇到一条光线，即使中间有了阻挡也不妨事，因为当介质在无限长时间内吸收了足够能量时也会发光，因此天空的亮度处处应当与太阳亮度无异．

前提与牛顿时空模型一致，结论却如此荒谬！这说明牛顿宇宙模型总有某些东西并非客观真实．

爱因斯坦又进一步指出牛顿力学与牛顿宇宙观中的矛盾和不自洽．

牛顿力学在讨论一个有限力学体系的运动时，总是假定可以选取一个参考系，使引力势在无穷远处为零．但是牛顿的物质均匀充满的无限宇宙是不能实现这一条件的．这样，人们就被迫处于二者择一的境地，要末承认牛顿的时空图景，放弃牛顿力学作为天体运动的基础，要末放弃前者而承认后者，而按牛顿理论，如果认为天体并不均匀分布整个无限空间，而只是占据一有限范围，则这个体系是不稳定的，必将坍缩或瓦解．

爱因斯坦从引力质量与惯性质量成正比这一司空见惯的现象出发得到了广义相对论．广义相对论揭示了一个与以往根本不同的时空观，彻底否定了牛顿的与物质运动无关的绝对时空．爱因斯坦说："空间 – 时间未必能被看作是一种可以离开物质实在的实际客体而独立存在的东西．物理客体不是在空间之中，而是这些客体有着空间的广延．因此'空虚空间'这概念就失去了意义"．爱因斯坦花了七八年的时间，于 1915 年找到了他满意的引力场方程．该方程左边是描写时空性质的几何量，右边是描写物理性质的物理量．在真实的空间中牛顿理论只能是在引力场很弱情况

下的近似. 描述时空的几何应是非欧几何. 爱因斯坦场方程如下.（有关其推导可参看任何一本广义相对论教科书）

$$R_{\mu\nu}=-8\pi G(T_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}T_{\lambda}^{\lambda}) \tag{9.1}$$

其中 $g_{\mu\nu}$ 称为度规张量，$R_{\mu\nu}$ 是描写时空几何性质的量叫里契张量，$T_{\mu\nu}$ 称为能量动量张量，它就是描写物理性质的物理量.

2. 宇宙学原理

结合宇宙的实际来寻找宇宙度规张量的具体形式. 为解释包括奥伯斯佯谬在内的种种观测现象，人们提出了各种宇宙模型，尽管彼此不同，但多数都认为“宇宙学原理”是合理的假设. 宇宙学原理表述如下：

在宇观尺度下，任何时刻三维宇宙空间是均匀的、各向同性的.

也就是说在宇观尺度上宇宙空间内任一点和任一点的任一方向是物理上不可分辨的，我们无法根据一点及其上某一方向上的密度、压强、曲率、红移…等物理量来进行鉴别，但同一点在不同时刻各种物理量可以不同，因此宇宙学原理容许宇宙演化的存在.

何谓宇观？到目前为止，并无确切定义. 从反映时空整体性质来说，引入宇观的概念是有必要的. 我们已熟悉了微观与宏观的概念，微观指量子力学起作用的范围，宏观为可用牛顿理论处理的范围，宇观则要比宏观大得多，在这样的范围，引力占了支配地位，要用广义相对论来处理.

以下几节我们将看到，当观测尺度愈大时，宇宙显示了愈来愈明显的均匀性. 星系计数、射电源计数在 $>10^8$pc 时，已不存在明显的特殊倾向，而微波背景辐射更是充分地表明宇宙均匀各向同性. 时空的均匀性还基于对许多自然科学实验重复性的考查，我们知道，任何实验要得到完全相同的结果，必要求有完全相同

的条件，而时空条件、除非是均匀同性的，否则永远不能重复.

宇宙学原理的提出，根本上是基于一种哲学观念. 人们已普遍相信哥白尼原理推广的正确性，不相信宇宙存在任何中心. 数学上可以严格证明，没有中心的、各向同性的空间必然是均匀各向同性的.

此外，不少人相信自然规律存在一定的选择定则. 在确定的条件下，客观规律总是选择最简单的方式进行. 例如最小作用原理就是这样. 我们可以把它称之为简单性原则. 引入了"宇宙学原理"的宇宙学，使得问题大大地简化了.

当然宇宙学原理是否正确并不在提出理论的开端，而在于由它推出的结果能否经得起观测的检验. 我们可拿它当作工作的资用假设.

3. 罗伯逊 – 沃尔克度规(R – W 度规)

度规又叫度量，给定时空中两个相邻事件间的时空线元. 有长度定义的空间叫度量空间，度量空间中坐标差为 dx^μ 的两点间距离(线元)ds 可表为:

$$ds^2=\sum_{\mu,\nu=1}^{n} g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$$

式中 $g_{\mu\nu}$ 即为(9.1)中的度规张量，它决定了空间的量度性质.

广义相对论严格地证明了符合宇宙学原理的空间，具有最高对称性，而具有最高对称性的空间必是常曲率空间(参见 刘辽:《广义相对论》§9.1.2)

以二维空间为例. 最高对称性的二维空间为曲率等于常数 K 的二维球面. 在数学上二维球面可以作为三维平直空间的超球面处理.

球面上两点的距离为(用直角坐标表示)

$$ds^2=dx^2+dy^2+dz^2$$

超球面条件为 $x^2+y^2+z^2=\dfrac{1}{K}=R^2$

式中R为曲率半径，K为高斯曲率．用x, y及曲率K表示坐标z．上式可改写为

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + \frac{(xdx + ydy)^2}{\frac{1}{K} - (x^2 + y^2)}$$

改用极坐标$(r.\theta)$表示．

$$x = r\cos\theta$$
$$y = r\sin\theta$$

则可表为

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 \qquad (9.2)$$

这就是空间曲率为常数K的二维空间的度规．

当　$K=0$时　二维空间为平面，描述该空间的几何为欧几里德几何．

$K>0$时　二维空间为球面．描述球面的几何是黎曼几何．

$K<0$时　二维空间为伪球面，描述伪球面的几何为罗巴切夫斯基几何．

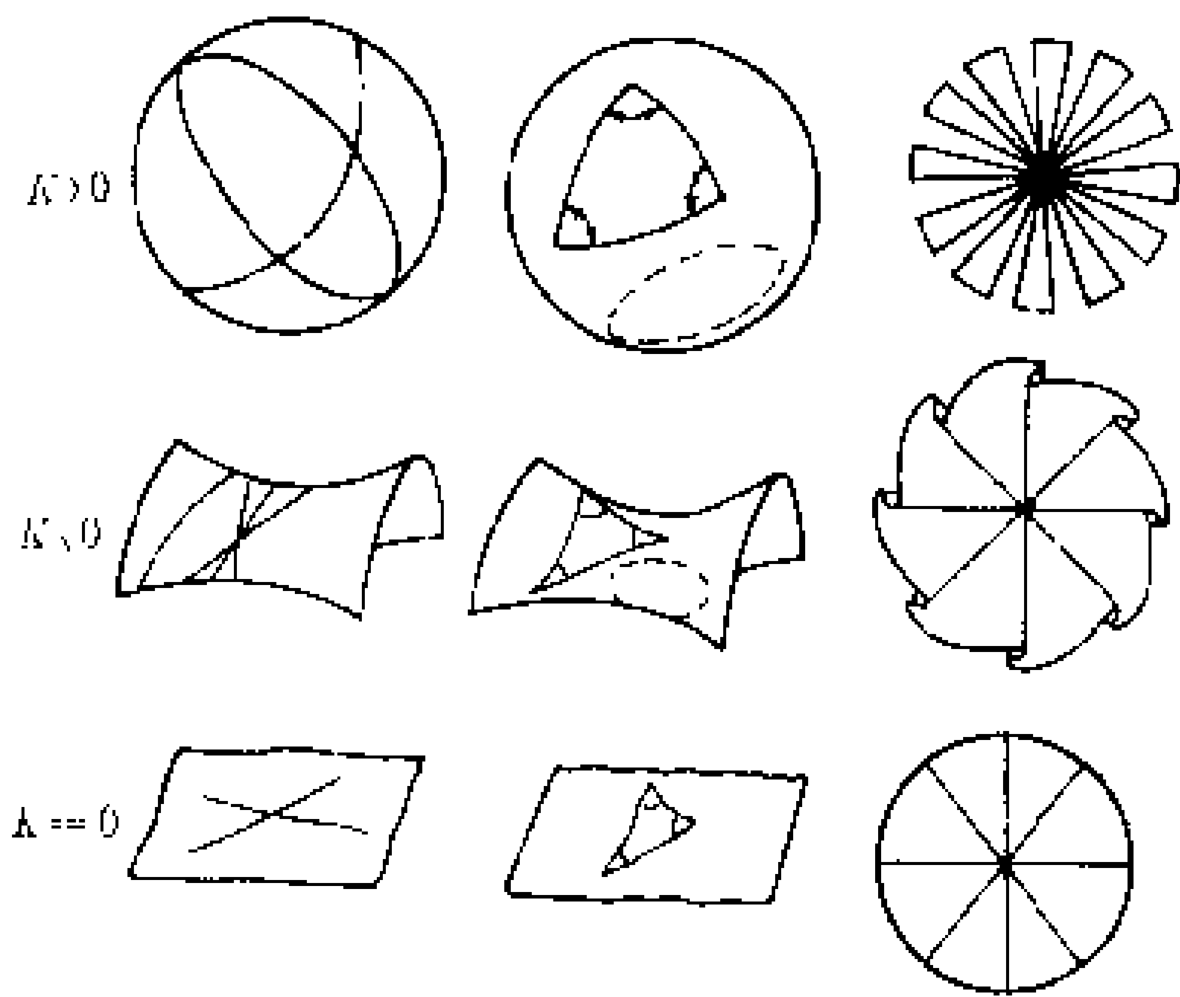


图 9.1　二维常曲率空间

4 维常曲率时空可以照样处理. 首先把曲率为常数 K 的 3 维空间看作包容在一个 4 维平直空间的超球面处理,

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + d\mu^2$$

$$x^2 + y^2 + z^2 + \mu^2 = \frac{1}{K} = R^2$$

很容易得到

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + \frac{(xdx + ydy + zdz)^2}{\frac{1}{K} - (x^2 + y^2 + z^2)}$$

引入球坐标(r, θ, φ),

$$x = r\sin\theta\cos\varphi$$

$$y = r\sin\theta\sin\varphi$$

$$z = r\cos\theta$$

则得三维空间度规:

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$$

这就是时间 $t=$ 常数时的形式. 因此最普遍的 3 维常曲率空间度规应乘以时间函数因子 $R^2(t)$. 取 $R^2(t)$是考虑到空间量度的非负性质. 由宇宙学原理, 显然对任一坐标的 $R^2(t)$是相同的. 故

$$ds^2 = R^2(t)\left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)\right] \tag{9.3}$$

称 $R(t)$为尺度因子.

进而考虑普遍的 4 维时空度规. 普遍的时空度规形式是:

$$ds^2 = g_{tt}(x, t)dt^2 + g_{ti}(x, t)dtdx^i + g_{ij}(x, t)dx^i dx^j$$

采用局部随动坐标系时 $g_{tt} = 1$. 不存在交叉项, 故 $g_{ti} = 0$. $t=$ 常数时的超曲面为超球面, 故 $g_{ij}(x, t)dx^i dx^j$ 即(9.3)式. 再考虑到取时空号差为 $-2(+, -, -, -)$即可得 4 维时空度规的具体形式为

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-Kr^2} + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\varphi^2\right] \quad (9.4)$$

这便是罗伯逊－沃尔克度规($R-W$度规).

式中K为三维空间的曲率，是任一常数，但我们可以适当选取r单位，使K取值仅限于$+1,0、-1$. 尺度因子$R(t)$反映了空间的动态性：若$R(t)=$常数，则空间是静态的；$R(t)$随时间加大，则空间膨胀；$R(t)$随时间缩小，则空间收缩.

只要承认宇宙学原理的宇宙模型，其度规一定是$R-W$度规. 此度规中的尺度因子$R(t)$及空间曲率K只有与重力场方程结合起来才能得到，换言之，正是宇宙中的物质决定了$R(t)$及K.

利用(9.4)式，则可求出空间任一坐标为(r_1, θ, φ)的一点到观测点O的径向距离d为：

$$d = R(t)\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1-Kr^2}}$$

$$= \begin{cases} R(t)\sin^{-1}r_1 & K=1 \\ R(t)r_1 & K=0 \\ R(t)\sinh^{-1}r_1 & K=-1 \end{cases} \quad (9.5)$$

§9.2 视星等－红移关系

哈勃利用加利福尼亚威尔逊山上的1.5米和2.5米望远镜，对几亿p.c范围内的星系进行了系统的研究. 当时有46个河外星系的视向速度可资利用，而其中已推算出距离的有24个. 他利用这24个星系得到了一个非常有趣的结果：星系的视向速度(v)与星系离我们的距离(d)成正比. 视向速度由星系的谱线红移z给出

$$1+z=\sqrt{\frac{c+v}{c-v}}$$

故
$$v=\frac{z^2+2z}{z^2+2z+2}\cdot c$$

当 z 很小于1时，上式可表为 $v=c\cdot z$

哈勃得到
$$cz=Hd \tag{9.6}$$

这就是著名的哈勃定律. 式中常数 H 叫哈勃常数. 当时哈勃测得 $H=530$ 千米／秒·百万秒差距. 其含义是距离每增加1百万秒差距，星系的视向远离速度便增加530千米／秒.

哈勃定律的"命运"与很多物理"定律"的命运比较起来，是非常幸运的. 有不少所谓"物理定律"，在刚被"创造"出来时，可谓红极一时，但随着时间的推移，很快就"冷却"了，被人遗忘了. 哈勃定律却与此相反，刚被发现时，由于资料贫乏，提出的概念又是如此新颖，备受人怀疑. 但随着时间的推移，越来越为观测所证实. 越来越为人们所接受，现在几乎成了人们坚信不移的金科玉律.

如果我们接受星系谱线的红移是由于星系远离我们的多普勒效应造成的，那么哈勃定律给出了一幅宇宙正在膨胀的图景.

宇宙膨胀观念彻底改变了宇宙学上一种传统观念，即认为在"大"尺度上的天体，应当处于静态. 因为我们肉眼常见的天空景象，除了东升西落外，几乎看不到其它变化. 爱因斯坦也没有摆脱这种传统观念的束缚，尽管按他的场方程只能得到动态解，但他为了符合传统观念，硬在方程中塞进一个宇宙因子项，使其得到静态模型. 爱因斯坦为此感到终身遗憾，说这是他"一生中最大的错事". (不过，今天宇宙因子已赋予了新的含义.)

首先从爱因斯坦场方程中得到动态解的是苏联数学家弗里德曼，而明确地提出了宇宙随时间而膨胀的概念的人是比利时天文学家勒梅特. (见《天文学名著选译》第66篇、67篇)

现在我们从宇宙时空度规出发来分析哈勃关系.

设在 $r=r_1$ 处的光源在 $t=t_1$ 时刻发出一波前，光波沿径向传播，到 $r=0$ 的时刻为 $t=t_0$，因为光沿光锥进行，世界线元为0，由(9.5)式

$$ds^2=c^2dt^2-R^2(t)\frac{dr^2}{1-Kr^2}=0$$

得
$$\frac{cdt}{R(t)}=\pm\frac{dr}{\sqrt{1-Kr^2}}$$

因距离随dt 加大而减小，故取"－"号，积分上式得：

$$\int_{t_1}^{t_0}\frac{cdt}{R(t)}=\int_0^{r_1}\frac{dr}{\sqrt{1-Kr^2}} \tag{9.7}$$

一周期后的另一波面，从$(t_1+\Delta t_1)$时刻传出到 $r=0$ 的时刻为 $t_0+\Delta t_0$，这时有积分关系

$$\int_{t_1+\Delta t_1}^{t_0+\Delta t_0}\frac{cdt}{R(t)}=\int_0^{r_1}\frac{dr}{\sqrt{1-Kr^2}}$$

两式相减，右边不变，故有

$$\int_{t_1+\Delta t_1}^{t_0+\Delta t_0}\frac{cdt}{R(t)}-\int_{t_1}^{t_0}\frac{cdt}{R(t)}=\left\{\int_{t_1+\Delta t_1}^{t_0+\Delta t_0}-\int_{t_1+\Delta t_1}^{t_0}-\left[\int_{t_0}^{t_1+\Delta t_1}-\int_{t_0}^{t_1}\right]\right\}$$

$$\frac{cdt}{R(t)}=\left(\int_{t_0}^{t_0+\Delta t_0}-\int_{t_1}^{t_1+\Delta t_1}\right)\frac{cdt}{R(t)}$$

$$\approx\frac{c\Delta t_0}{R(t_0)}-\frac{c\Delta t_1}{R(t_1)}=0$$

注意到 $\lambda = c\Delta t$，故有

$$\frac{R(t_1)}{R(t_0)} = \frac{c\Delta t_1}{c\Delta t_0} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{\nu_0}{\nu_1}$$

由红移量 z 定义得

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_0} = \frac{\nu_1 - \nu_0}{\nu_1} = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} - 1 \tag{9.8}$$

该式将宇宙的尺度因子与红移建立了联系. 由式可知，对于静态宇宙 $R(t_0) = R(t_1)$，$z = 0$. 今观测到 $z > 0$，表明 $R(t_0) > R(t_1)$，宇宙在膨胀.

但(9.8)式并非可以直接与天文观测对比的量，可以直接对比的量是视星等红移关系.

为此，我们把 $R(t)$用泰勒级数展开:

$$R(t) = R(t_0)[1 + \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)}(t_1 - t_0) + \frac{1}{2}\frac{\ddot{R}(t_0)}{R(t_0)}(t - t_0)^2 + \cdots]$$

$$= R(t_0)[1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0 H_0^2(t - t_0)^2 + \cdots]$$

式中定义 $$H_0 \equiv \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)} \tag{9.9}$$

对比(9.6)式，不难理解，这就是 t_0 时刻的哈勃常数.

$$q_0 \equiv -\ddot{R}(t_0)\frac{R(t_0)}{[\dot{R}(t_0)]^2} \tag{9.10}$$

称之为减速因子. 它与宇宙膨胀加速度有关，当宇宙作加速膨胀时，$q_0 < 0$. 宇宙作减速膨胀时，$q_0 > 0$. 观测表明，q_0 常为正值，故取名为减速因子.

由 $$R^{-1}(t) = R^{-1}(t_0)[1 - H_0(t - t_0) + \frac{1}{2}q_0 H_0^2(t - t_0)^2 + \cdots]$$

代入(9.7)式得

$$z = H_0(t_0 - t_1) + (1 + \frac{q_0}{2})H_0^2(t_0 - t_1)^2 + \cdots$$

故：$t_0 - t_1 = \frac{1}{H_0}[z - (1 + \frac{q_0}{2})z^2 + \cdots]$

由此(9.7)式左边：$\int_{t_1}^{t_0} \frac{c dt}{R(t)} = \frac{c}{R(t_0)}[(t_0 - t_1) + \frac{1}{2}H_0(t_0 - t_1)^2 + \cdots]$

$$= \frac{c}{R(t_0)H_0}[z - \frac{1}{2}(1 + q_0)z^2 + \cdots]$$

而(9.7)式右边有 $\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} = r_1 + O(r_1^3) \simeq r_1$

故有：$r_1 \simeq \frac{c}{R(t_0)H_0}[z - \frac{1}{2}(1 + q_0)z^2 + \cdots]$ (9.11)

下面，我们可以进一步求出视星等红移关系了.

在第三章我们曾得到星等距离关系式

$$m - M = 5 - 5\log d$$

这是静态欧氏空间的结果，推导中利用了照度与光度的关系式 $l = \frac{L}{4\pi d^2}$. 在动态宇宙中，事情要复杂得多，但为了对比，我们仍然可以采用这样的表达式，定义由光度测量，用上述表达式得出的距离叫光度距离，记为 d_L

$$l \equiv \frac{L}{4\pi d_L^2} \tag{9.12}$$

L 为发光度，由光源在 Δt_1 时刻发出的频率为 ν_1 的光子数 n 表示

$$L = \frac{nh\nu_1}{\Delta t_1}$$

l 为处于本征距离 d 处的、面积 A 上单位面积接受到的光子数. 由于空间膨胀，光子传到观测处后，其频率为 ν_0 时间间隔为 Δt_0 .

故 $$l=\frac{\frac{nh\nu_0}{\Delta t_0}\ \frac{A}{4\pi d^2}}{A}=\frac{nh\nu_0}{\Delta t_0}\ \frac{1}{4\pi d^2}$$

利用(9.8)式 $$l=\frac{nh\nu_1}{\Delta t_1}\ \frac{1}{4\pi\frac{R^2(t_0)}{R^2(t)}d^2}=\frac{L}{4\pi\left(\frac{R(t_0)}{R(t)}d\right)^2}$$

对比(9.12)式，可知光度距离 d_L 与本征距离关系为

$$d_L=\frac{R(t_0)}{R(t)}d=d(1+z)\simeq R(t_0)r_1(1+z)$$

以(9.11)式代入，得:

$$d_L=\frac{c}{H_0}\left(z-\frac{1}{2}(1+q_0)z^2+\cdots\right)(1+z)$$

$$=\frac{c}{H_0}\left(z+\frac{1}{2}(1-q_0)z^2+\cdots\right) \tag{9.13}$$

当$(1-q_0)z^2\ll 1$时

$$d_L=\frac{c}{H_0}z$$

显然，这就是(9.6)式，即 1929 年哈勃得到的哈勃定律. 光度距离 d_L 可用视星等与绝对星等表示出来，z 由光谱位移测出. 将(9.13)式取对数

$$\lg d_L=\lg z-\lg H_0+\lg\left[1+\frac{1}{2}(1-q_0)z^2+\cdots\right]+\lg c$$

由 $$\ln(1+y)=y-\frac{y^2}{2}+\cdots$$

$$\lg x=\ln x\lg e=0.434\ln x$$

上式可表为 $$\lg d_L=\lg z-\lg H_0+\frac{1}{2}\times 0.434(1-q_0)z+\lg c$$

故 $$m = 5\lg z + 1.086(1 - q_0)z + C \tag{9.14}$$

式中 $$C = M - 5 - 5\lg H_0 \qquad (p.c)$$

(9.14)式即与观测对比的二级近似的哈勃定律. 如果观测对象的光度相同(绝对星等相等), 则测出他们的视星等与红移, 就可求出减速因子q_0. 得到了 H_0 和 q_0, 便得到了宇宙的运动性质.

图 9.2 是桑德奇利用1988 年以前星系团中亮星系资料作的哈勃图. 由图可知$m-z$ 有很好的直线性, 这勾划出了宇宙均匀膨胀的图景

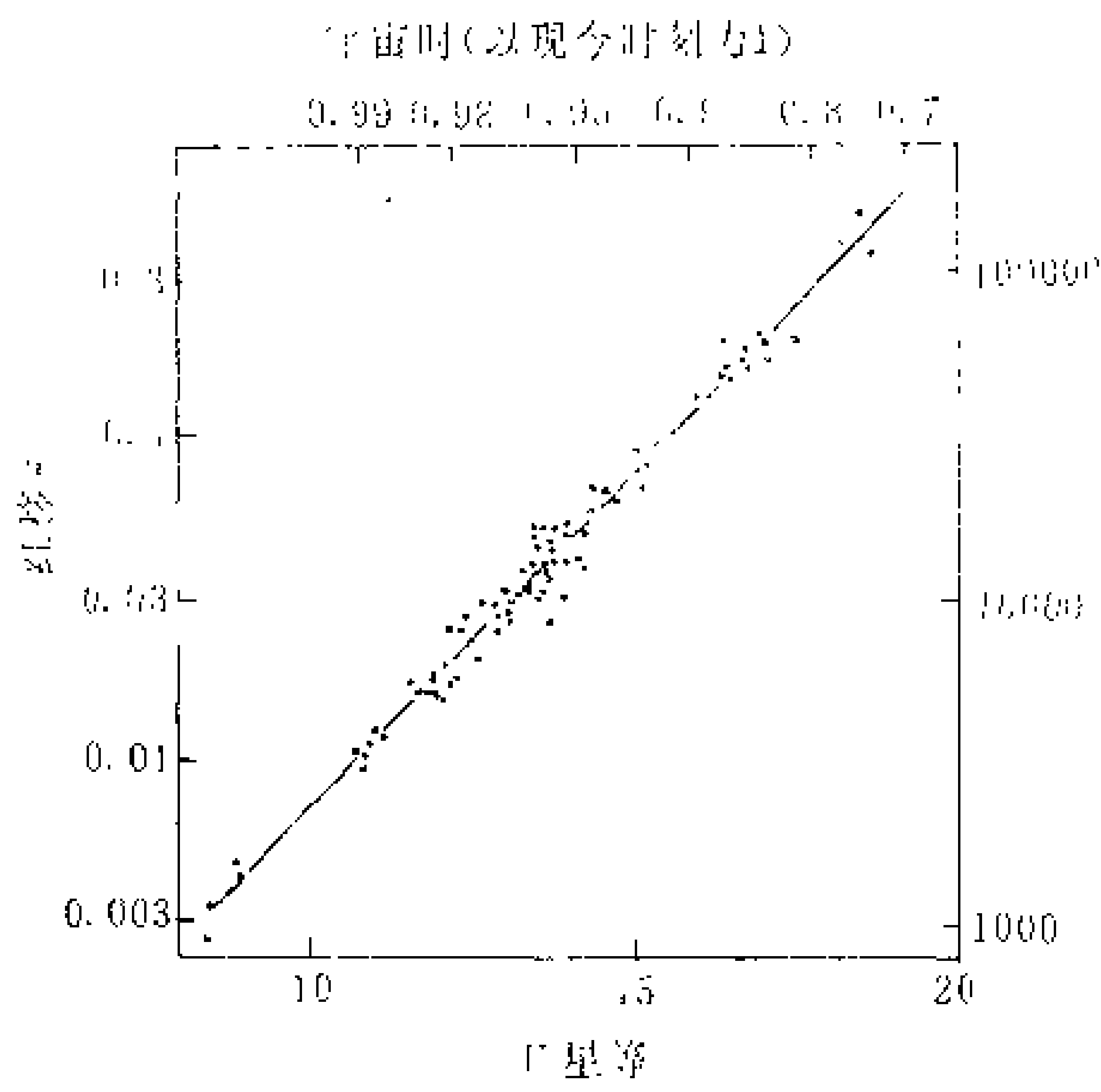


图9.2 V波段星等－红移关系

现在求得的 H_0 为 50－ 100km/s· Mpc

要求 q_0. 必须要作更深度($z>1$)的观测. 图 9.3 给出了视星等红移关系随 Ω 变化图, Ω 是宇宙的密度参数它与 q_0有直接的

关系(见§9.5). 该图表明只有 z 较大情况下，才有可能区别出不同的 q 值来.

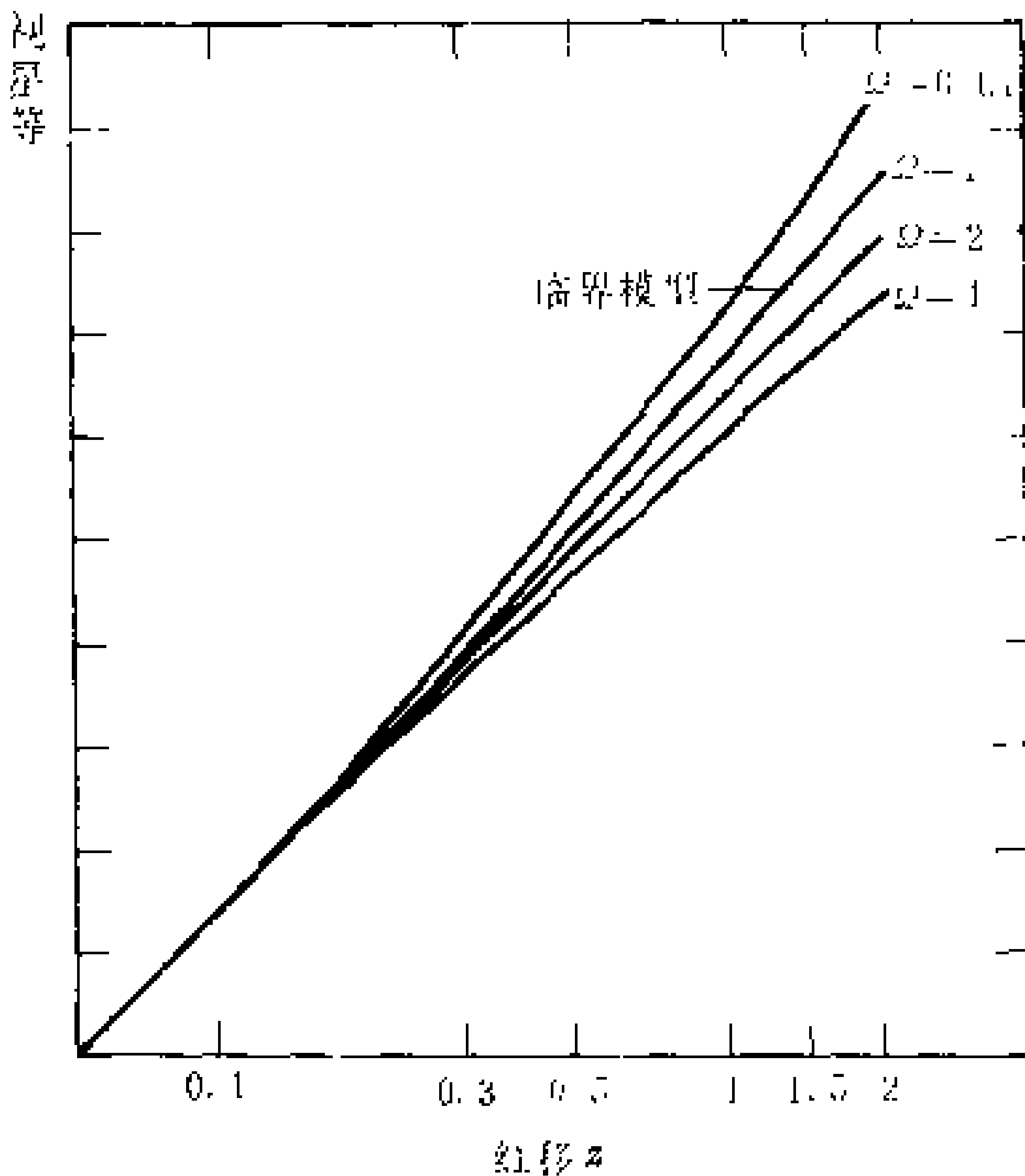


图 9.3　宇宙密度不同情况下的视星等红移关系

z 越大，天体离我们越远，发来的辐射年代也越早，在这么大的时间跨度内，不考虑天体的演化，而把这些天体都视为同一标准烛光显然是不合理的.

现今用来作深度观测资料最理想的对象是亮射电源，因为它们已有了足够量的 $z>1$ 的样品，尤其重要的是强射电源几乎都与质量最大的巨椭圆星系相关，内禀光度弥散很小. 巨椭圆星系的典型谱峰在 1μm. 由恒星演化知识可知，光度主要处于红外波段的星是在赫罗图上冷巨星序的星. 这些星从质量与太阳质量相当的星演化过来，对其演化过程已有较好的分析，可粗略估计，红移为 1 左右，其光度比现今值约变化了一个星等. 图 9.4 是朗盖尔等利用 3CR 表选出的亮射电星系的完整性样品作出的 K 星等

– 红移关系图(1984 年)、K 波段为 $2.2\mu m$，红移值达到 1.5 以上. 图中虚线和点划线是不演化情况下 $q_0=0$ 和 $q_0=0.5$ 的星等红移关系线，实线为考虑演化后的期望关系. 看来，考虑演化后的模型与观测更加相符. 朗盖尔根据远距离星系和类星体给出的结果，认为 q_0 值的范围在 0— 1 之间，但目前还没有更好的数据来证明 q_0 确切值究竟为多少.

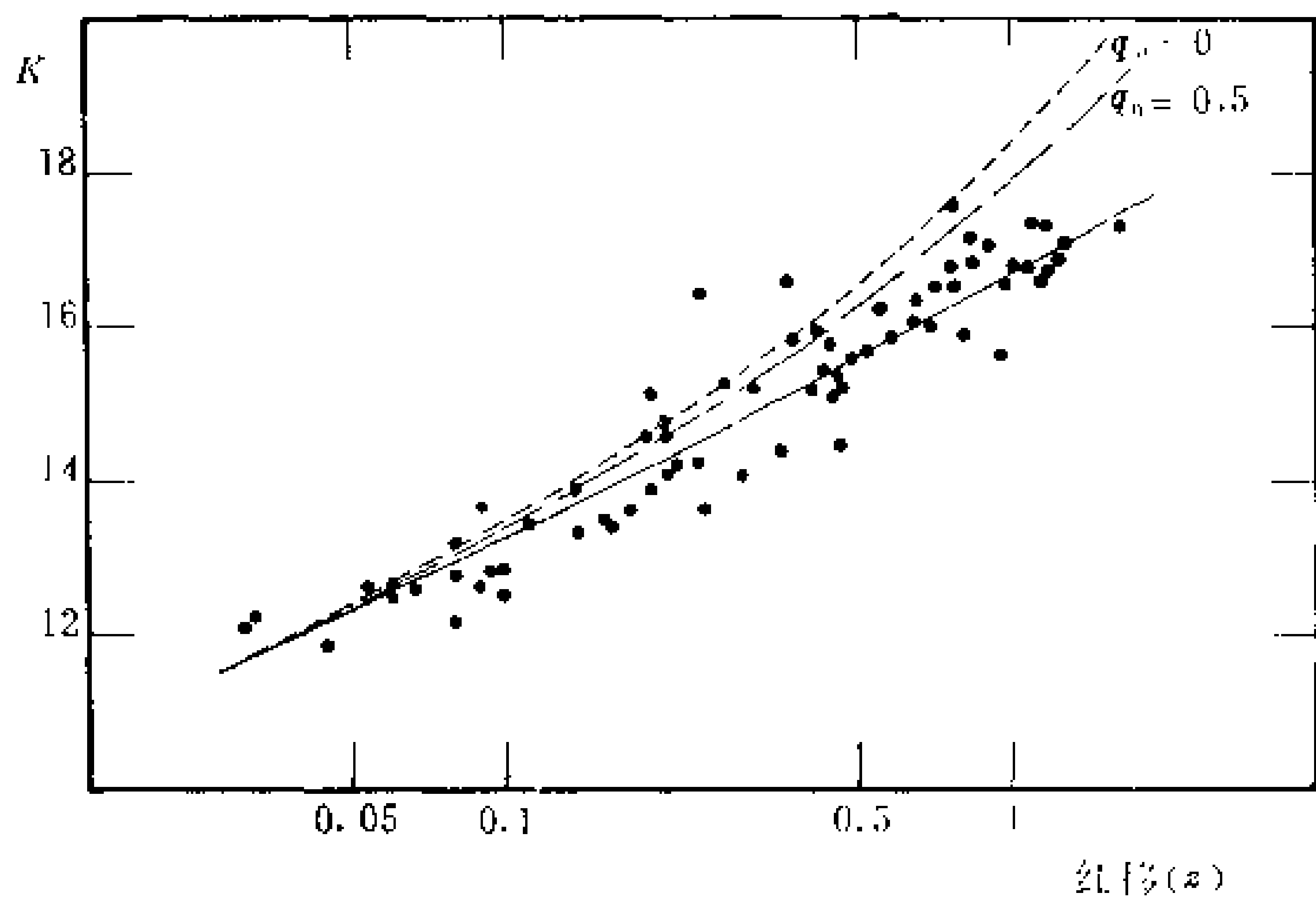


图 9.4 射电星系 K星等红移关系

§ 9.3 星系计数、射电源计数

用天体计数的方法来研究天体的结构是天文学中常用的方法之一. 在第八章我们曾介绍过，赫歇尔父子正是用恒星计数的方法最先研究了银河系的结构. 在 20 世纪三十年代，人们测到了河外星系之后，天文学家就开始将这方法用于星系计数，以了解星系的总体分布. 到今天由于射电技术、红外技术、空间技术的

发展，资料更加丰富与可靠，计数工作也进行到了一个崭新的水平.

图 9.5 是由皮伯斯等人利用里克天文台巡天得到的上百万颗星系作出的投影图. 该图中心为北银极，边上圆圈对应于银道，右下空白区是巡天不到区，从中心到边缘星系数目减弱是由于星系

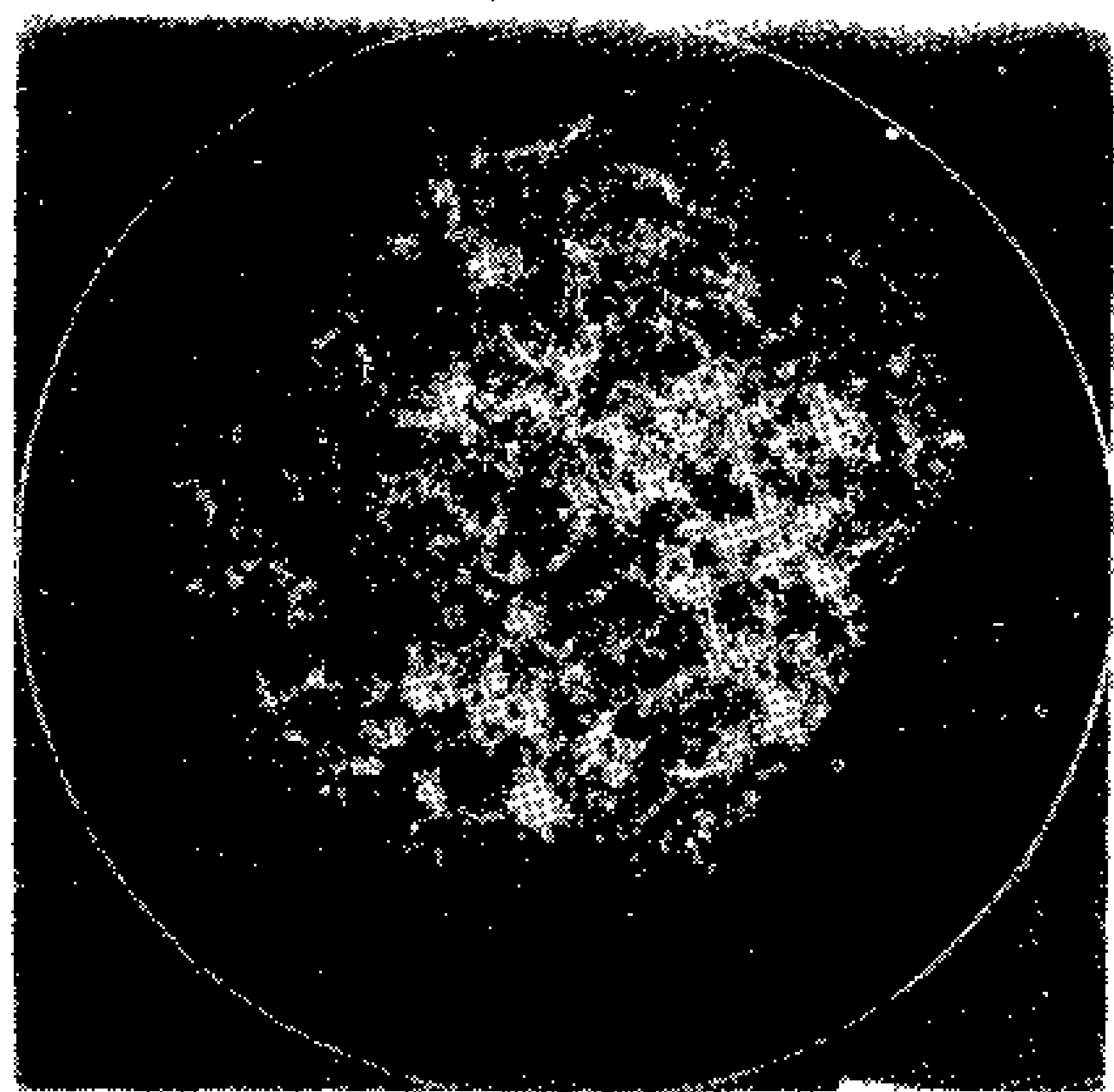


图 9.5 星系在天球上的分布图

际尘埃吸收造成的. 该图观测深度为 100 — 500Mpc. 由图可知在这样的范围，星系的分布并不是均匀的，其形如一个海绵. 有明显的超星系团、空洞和纤维分布结构，不过从总体看，并不存在特殊的优势方向. Geller 等人，选取一定方向，作纵深计数研究，发现星系成团性和空洞分布与图 9.5 看到的和视线垂直面上的二维投影一致. 图 9.6 便是他们利用庞大的天物中心(CFA)红外巡天资料得到的分布图，红移由兹维基星表给出，星等直到 $15^m.5$,

深度约 100Mpc, 星系数目约 20000 个，该样品符合完整性条件.

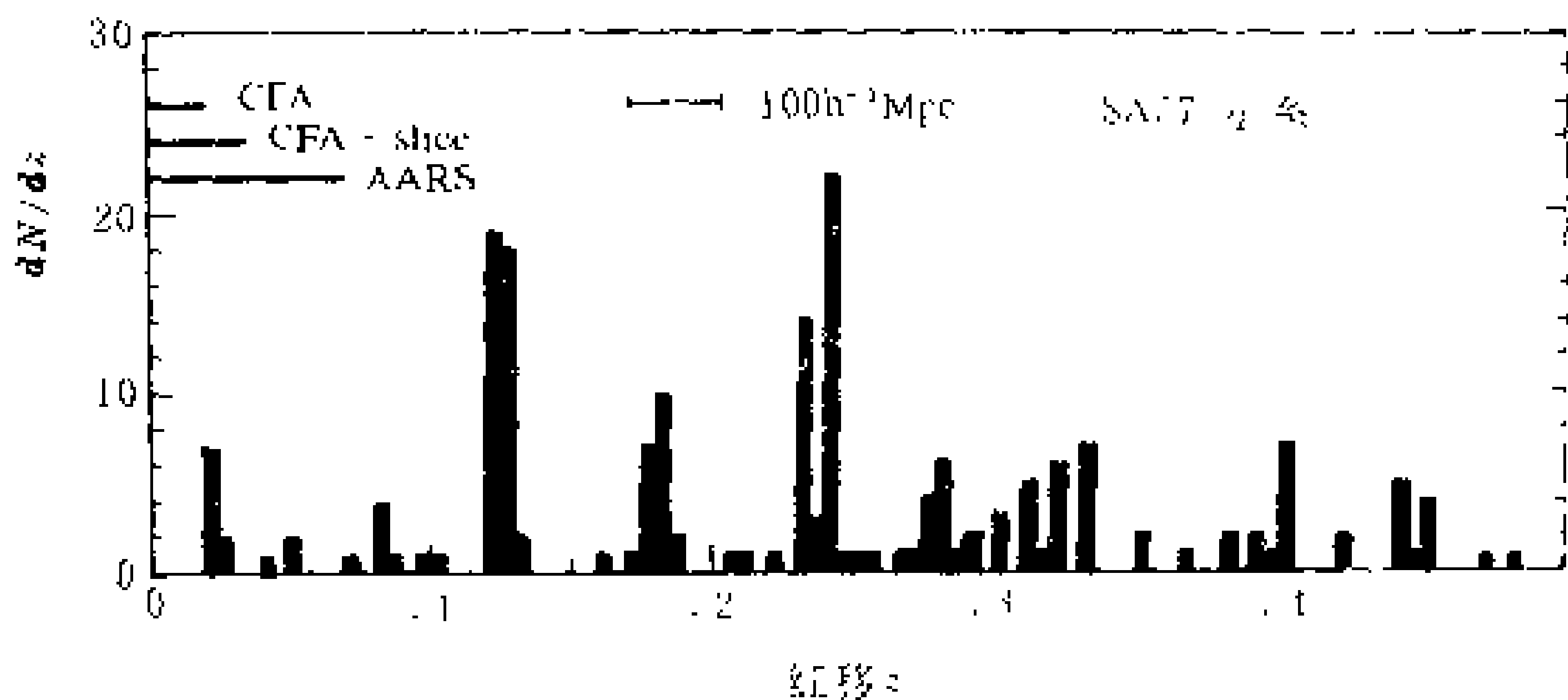


图 9.6 星系红移分布

对射电源计数作出贡献的人，应当首推英国射电天文学家赖尔，他原是位雷达工程师，二次世界大战结束时，他带着他的那些退伍仪器来到了剑桥大学卡文迪许实验室. 卡文迪许实验室是世界上杰出的研究室之一，它曾在热力学、核物理甚多方面给世界贡献出了第一流的成果和第一流的专家. 它能不耿耿于已有成果的光荣，大胆地开创新的领域，赖尔无愧于卡文迪许，在这里他首创了 1.6 千米的综合孔径射电望远镜，从而获得了 1974 年诺贝尔奖金. 剑桥大学射电天文小组正是在赖尔领导下，运用这种强有力的仪器作了射电源巡天工作，并提供出了 3CR、4C、5C、……等几个射电源表. 图 9.7 便是利用 4C 表的资料作出的亮射电星系分布图，该图中心为北银极，边对应银道，中心空白部分是银纬高于 80°的银极区，在巡天范围之外. 总共约 3000 多个射电源. 由图可知，与图 9.5、图 9.6 一致，有明显的超团、空洞、纤维结构，但找不到特殊优势方向. 对比以下我们将要介绍的微波背景辐射而言，这里计数资料粗略地说仍属于现今时刻的分布($z<1$). 微波背景辐射是 $z\simeq 1000$ 时发出的，我们将看到它有着极好的各向同性和均匀分布的特点，因此我们可以期望随着时间的远推、宇宙

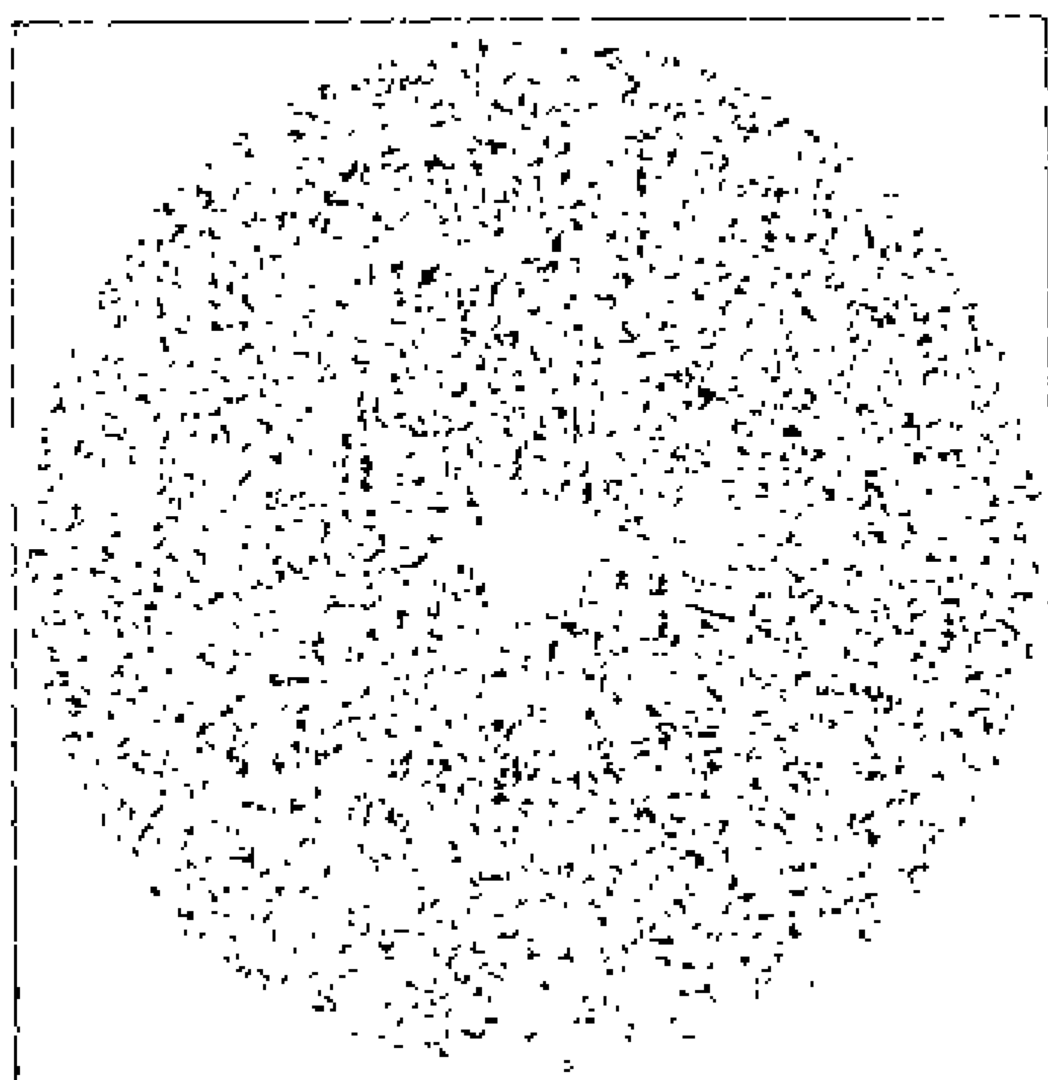


图 9.7 北银半球亮射电源分布图

越来越均匀和各向同性.

用计数方法研究体系结构、无论光学源计数还是射电源计数都是假定天体有相同的内禀性质，在空间分布均匀前提下进行的. 计数公式如下:

在均匀各向同性的宇宙模型中，由 $R-W$ 度规可得在 r、θ、φ 处的固有体元为 $dV=\sqrt{r}\ drd\theta d\varphi=R^3(t_1)(1-Kr_1^2)^{1/2}r_1^2dr_1\sin\theta\, d\theta d\varphi$ 内、光度或射电流量范围在 L -- $L+dL$ 中的星系数或射电源数为:

$$dN=n(t_1L)dVdL$$

式中 $n(t,L)$ 为数密度.

光线沿光锥传布 $\quad ds^2=0$

故 $$dr_1=-(1-Kr^2)^{1/2}\frac{dt_1}{R(t_1)}$$

代入上式，可求得在 r_1 — r_1+dr_1 的球壳内、光度为 L — $L+dL$ 中的星系数目为

$$dN=4\pi R^2(t_1)r^2(t_1)n(t_1L)dt_1dL$$

由于任何一种望远镜都有一定的观测极限，设极限光度为 l 或红移为 z，显然，只能计数到视亮度 $>l$，或红移 $<z$ 的天体．故上式的积分只能是

$$N(<z>l)=\int_0^{\infty}dL\int_{\max(t_z,t_l)}^{t_0}4\pi r^2(t_1)R^2(t_1)n(t_1L)dt_1$$

$$=\int_{\max(t_z,t_l)}^{t_0}4\pi r^2(t_1)R^2(t_1)n(t_1)dt_1 \qquad (9.15)$$

式中 $n(t_1)\equiv\int_0^{\infty}n(t_1L)dL$，积分下限由 t_z 和 t_l 中之大者决定．

t_z 和 t_l 由§9.2 中的红移公式和光度表达式给出，

即
$$R(t_z)=\frac{R(t_0)}{1+z}$$

$$\frac{r^2(t_1)}{R^2(t_1)}=\frac{L}{4\pi lR^4(t_0)}$$

如果数密度 $n(t_1)$ 是 t 的缓变函数，可展开成

$$n(t_1)=n(t_0)[1+\frac{\dot{n}(t_0)}{n(t_0)}(t-t_0)+\cdots]$$

$$=n(t_0)[1-\beta_0(t_0)H_0(t-t_0)+\cdots]$$

式中
$$\beta_0\equiv H_0^{-1}\frac{\dot{n}(t_0)}{n(t_0)}=H_0^{-1}\frac{\partial}{\partial t}(\ln n(t))_{t=t_0} \qquad (9.16)$$

当 t_0 与 t 相差不大时，$R(t_1)$，$r(t_1)$可用上节的级数展开式，代入

(9.15)式，得：

$$N=\int_{t}^{t_0}4\pi r^2(t_1)R^2(t_1)n(t_1)dt_1$$

$$=\int_{t}^{t_0}4\pi\left\{\frac{1}{R_0^2}\left[(t_0-t_1)+\frac{1}{2}H_0(t_0-t_1)^2+\cdots\right]^2\left[R_0(1-H_0(t_0-t_1)+\cdots\right]^2 n(t_0)(1-\beta_0H_0(t_0-t_1)+\cdots]\right\}dt_1$$

$$=4\pi n(t_0)\int_{t}^{t_0}(t_0-t_1)^2\{1-H_0(\frac{1}{2}+\beta_0)(t_0-t_1)+\cdots\}\cdot dt_1$$

$$\simeq\frac{4\pi}{3}n(t_0)(t_0-t)^3\{1-\frac{3}{4}H_0(t_0-t)(\frac{1}{2}+\beta_0)\}$$

如果 t_z 较大，则用红移计数，这时(t_0-t)对 z 展开

$$H_0(t_0-t_z)=z-(1+\frac{1}{2}q_0)z^2+\cdots$$

故，红移计数公式为：

$$N(<z)=\frac{4\pi}{3}\frac{z^3}{H_0^3}n(t_0)\{1-\frac{3}{4}[\beta_0+2q_0+5]z+\cdots\}\quad(9.17)$$

如果 t_l 较大，则用光度(或流量)计数，这时利用 r, R 近似展开式，可以化为

$$H_0(t_0-t_l)^2+2\left(1+\sqrt{\frac{L}{4\pi l}}H_0\right)(t_0-t_l)-\sqrt{\frac{L}{4\pi l}}=0$$

解此方程，得 $\quad t_0-t_l=\sqrt{\frac{L}{4\pi l}}\left[1-\frac{3}{2}\left(\frac{LH_0^2}{4\pi l}\right)^{1/2}+\cdots\right]$

因此
$$N(>l)=\frac{4\pi}{3}\left(\frac{L}{4\pi l}\right)^{3/2}n(t_0)\left\{1-\frac{3}{4}(\beta_0+7)\cdot\left(\frac{LH_0^2}{4\pi l}\right)^{1/2}+\cdots\right\} \tag{9.18}$$

(9.17)和(9.18)即为可用来与观测对比的计数公式.

设共动体积中星系数不变，则

$$n(t_1)=\left[\frac{R(t_0)}{R(t_1)}\right]^3 n(t_0)$$

代入(9.16)式，可得 $\beta_0=-3$，这时(9.17)、(9.18)有更简单的形式

$$N(<z)=\frac{4\pi}{3}\frac{z^3}{H_0^3}n(t_0)\left\{1-\frac{3}{2}(1+q_0)z+\cdots\right\}$$

$$N(>l)=\frac{4\pi}{3}\left(\frac{L}{4\pi l}\right)^{3/2}n(t_0)\left\{1-3H_0\left(\frac{L}{4\pi l}\right)^{1/2}+\cdots\right\}$$

如果宇宙是静止的，$H_0=0$，则 $N(>l)\propto l^{-\frac{3}{2}}$

星系计数的结果大致与此相符. 一般星系 $z<0.06$ 涉及的空间范围深度并不大，空间几何近似用狭义相对论几何描述.

射电源计数的空间深度要大一些，其计数结果如图 9.8所示. 图中直线为在以下三点假定下的期望值：一是射电源内禀性质相同，即每个源的光度都相等，二是分布均匀，三是时空大尺度性质与局部小尺度性质相同，即属狭义相对论几何时空. 实际观测值在高通量和低通量部分都比期望值低，高通量为近距离的天体，个数很少，这样大小的偏差并不超出正态统计涨落范围，因此没有太大的意义. 低通量高，意味着远距离，源的数目很大，统计涨落几乎没有影响，观测的偏离，只能说明三点假设中至少有一个不成

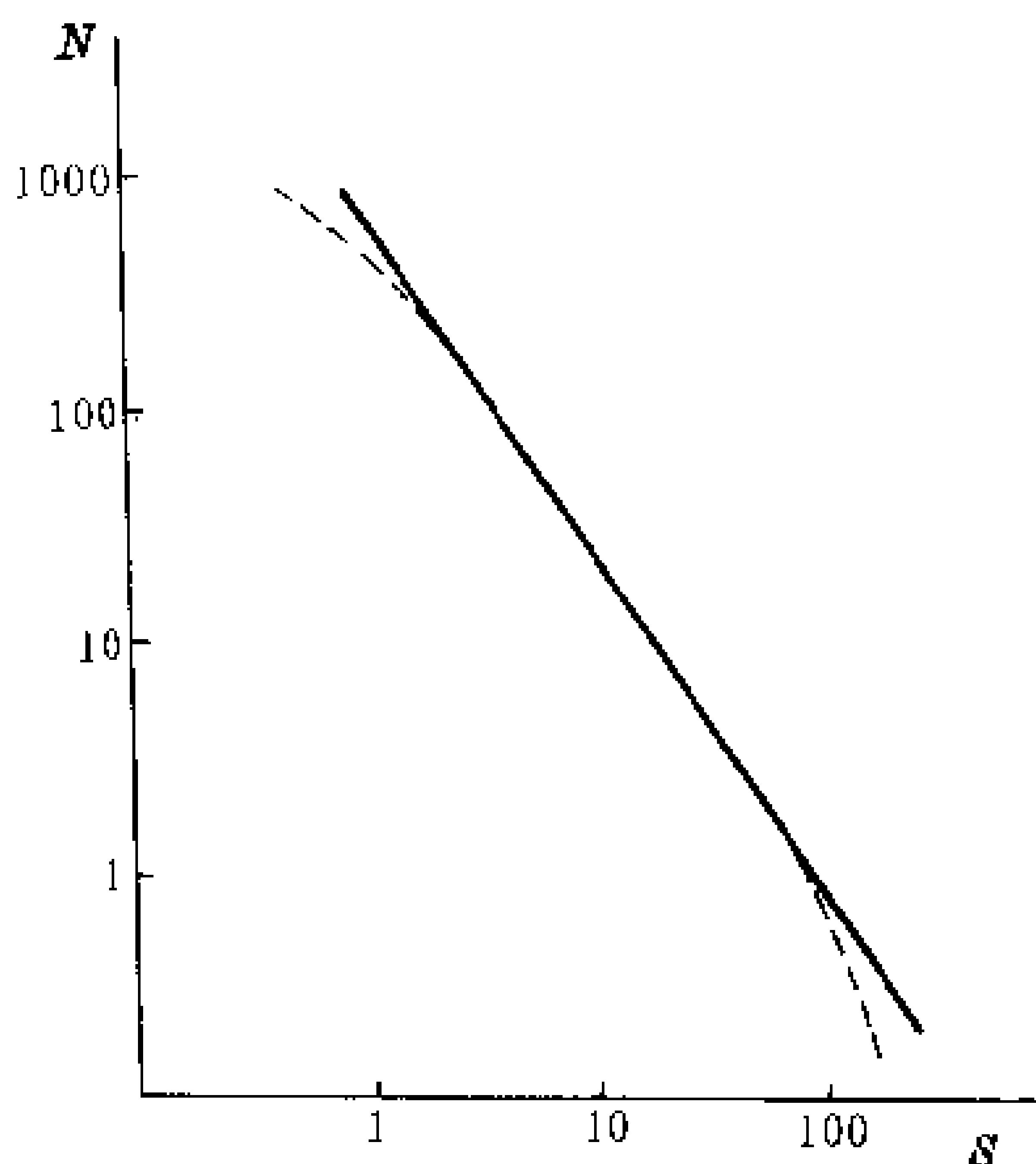


图 9.8 对于功率大于某个给定值S的射电源数目N关系图

立．合理的推测是第三点可能不成立．但是要保持图中很大范围内的直线关系，必定要求对不同时刻而言，第 2 条也不成立，换言之，远距离地方射电源的密度要比近距离处的密度来得大，拟合该曲线有

$$N(>l) \sim l^{-1.8} \tag{9.19}$$

即 l 减小时，$N(>l)$比 $l^{-3/2}$ 律上升得快．

所以射电源计数结果，给出了一幅宇宙天体从密到稀的演化图景．

§9.4 微波背景辐射及其宇宙学意义

由观测得到天空中存在各种波长的电磁背景辐射，见图 9.9．它们给出了极其丰富的宇宙学信息．来自愈远(时间愈早)的辐射，其分布愈均匀．其中最为重要的是微波背景辐射，其他各种波段辐射能量之总和仅为微波背景辐射的百分之一．早在 1941 年

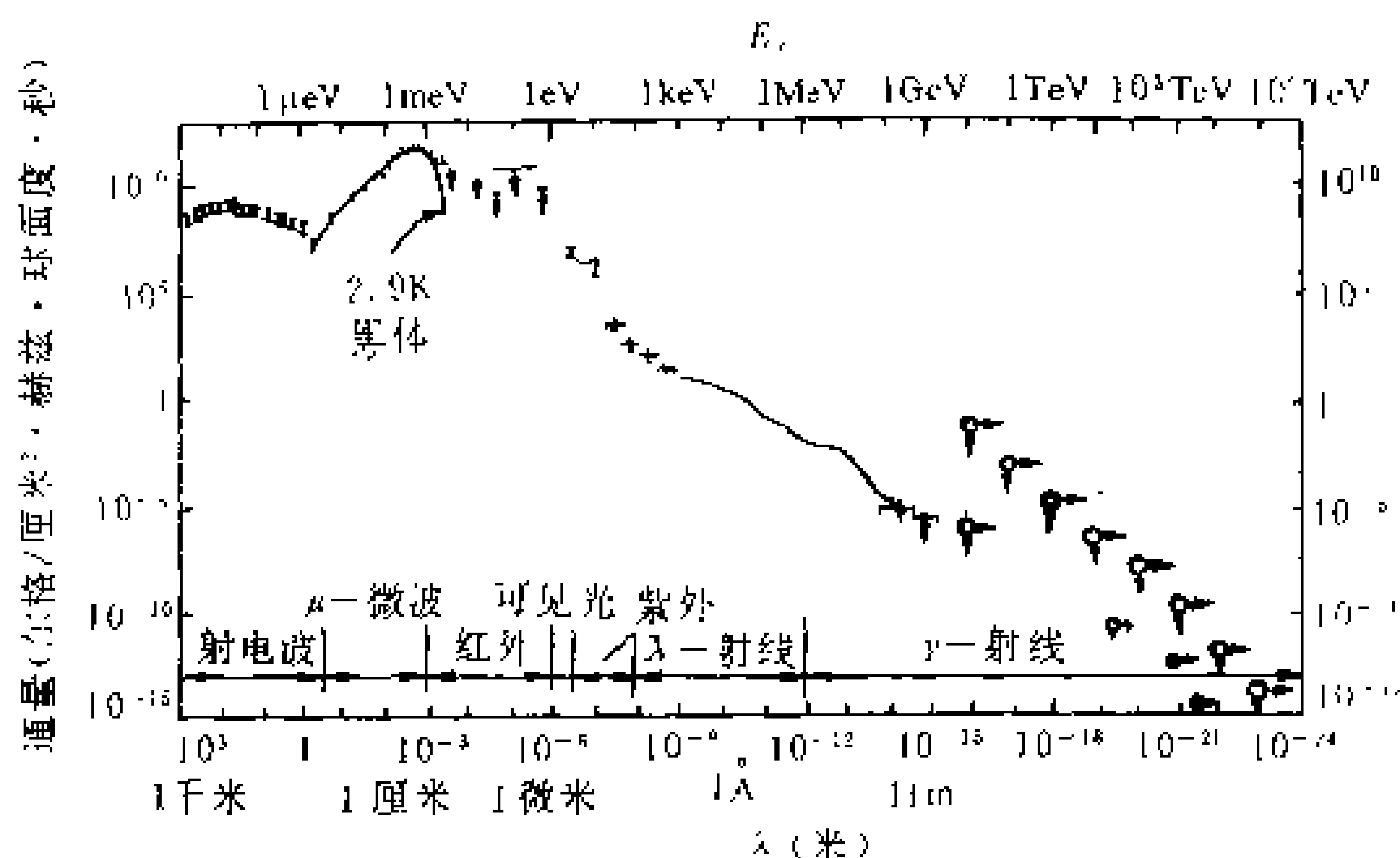


图 9.9 宇宙电磁背景辐射

Mokellar 就已观测到微波背景辐射. 他发现蛇夫座 ρ 星和我们之间的星际云的氰基(CN)吸收这颗星发来的光, 不仅有从基态 $J=0$ 跃迁的吸收线 $R(0)$, 还有从第一激发态 $J(1)$及第二激发态 $J(2)$跃迁的吸收线 $R(1)$、$R(2)$, 相应激发态的激发能为 $\nu_{01}=3.79$ 厘米$^{-1}$, $\nu_{12}=7.58$ 厘米$^{-1}$, 测出谱线的相对强度, 求出相对粒子数, 利用沙哈公式

$$\frac{n_i}{n_0}=\frac{g_i}{g_0}\exp\left[-\frac{h\nu_0}{KT_{激}}\right]$$

求得激发温度为 $T=2.7\text{K}-3.7\text{K}$. 这就是微波背景辐射造成的. 但直到 1965 年, 并没有人真正认识它. 这种背景辐射的发现完全出于一个机会, 两位发现者彭齐亚斯和威尔逊是在寻找别的东西时偶然碰上的.

贝尔电话实验室的彭齐亚斯和威尔逊于 1964 年开始对来自银河平面射电波的强度进行一系列测量, 为了这项任务, 他们使用了一个 20 英尺低噪声喇叭形接收天线, 这台天线原来是为

通过回声号卫星进行通讯而建造的，在测量过程中，彭齐亚斯和威尔逊所用的微波波长为 7.35 厘米，因为在该波长上来自银河系的噪声可以忽略不计．但是他们惊讶地发现，存在着一种各向同性的残余噪音．经过几个月的反复仔细搜索，噪声仍然存在．到 1965 年初他俩把它归因于一种 3.5K 的纯理论温度，因为各向同性，这种噪声不可能来自任何一个近距离射电源，他们无法对它作出任何解释．

早在 1932 年，勒梅特发展了他的宇宙膨胀的思想，提出宇宙是由一个极端高热、极端压缩状态的原始原子膨胀而产生的．1948 年，盖莫夫发挥了勒梅特的思想，发表了"宇宙的演化"，并与阿尔佛、贝特发表了"化学元素的起源"一文对早期宇宙中元素合成进行了探讨，同时提出作为早期宇宙演化的遗迹，至今残留了一个黑体辐射背景．同年阿尔佛与赫曼发表论文，纠正了盖莫夫在"宇宙的演化"一文中的某些错误，计算出该残留背景辐射的温度为 5K，不幸的是，理论物理学家们不相信这种理论，实验物理学家们根本不了解这种理论，所以虽然实验技术早已有条件可以测试，却无人问津．当时还在从事这一研究的有普林斯顿大学的皮伯斯，他本人的理论工作已经使他产生了关于宇宙残余辐射的观念，他与迪克正准备从事测试工作，所以彭齐亚斯和威尔逊的消息传到普林斯顿时，引起了他俩的极大的兴趣．马上给予了宇宙论意义的解释．彭齐亚斯和威尔逊的测量文章及迪克、皮伯斯的解释文章同时发表在天体物理杂志 Ap. J 142 期上（译文可见天文学名著选译 "P560— P572），马上掀起了宇宙论热的巨浪，彭齐亚斯和威尔逊由于此项工作获得了 1978 年诺贝尔物理奖．

不久，与迪克一起工作的罗尔和威尔金森宣布了他们自己在 3.2 厘米波长的工作，他们也发现了一种剩余辐射温度．从那时起天文学家们从厘米波到毫米波到亚毫米波作了广泛的测量，最佳拟合黑体温度为 2.7K，见图 9.10．

微波背景辐射具有整体的均匀、各向同性性质，其偏离 2.7K

的各向异性上限见图 9.11，这是 1988 年威尔金森给出的．如果

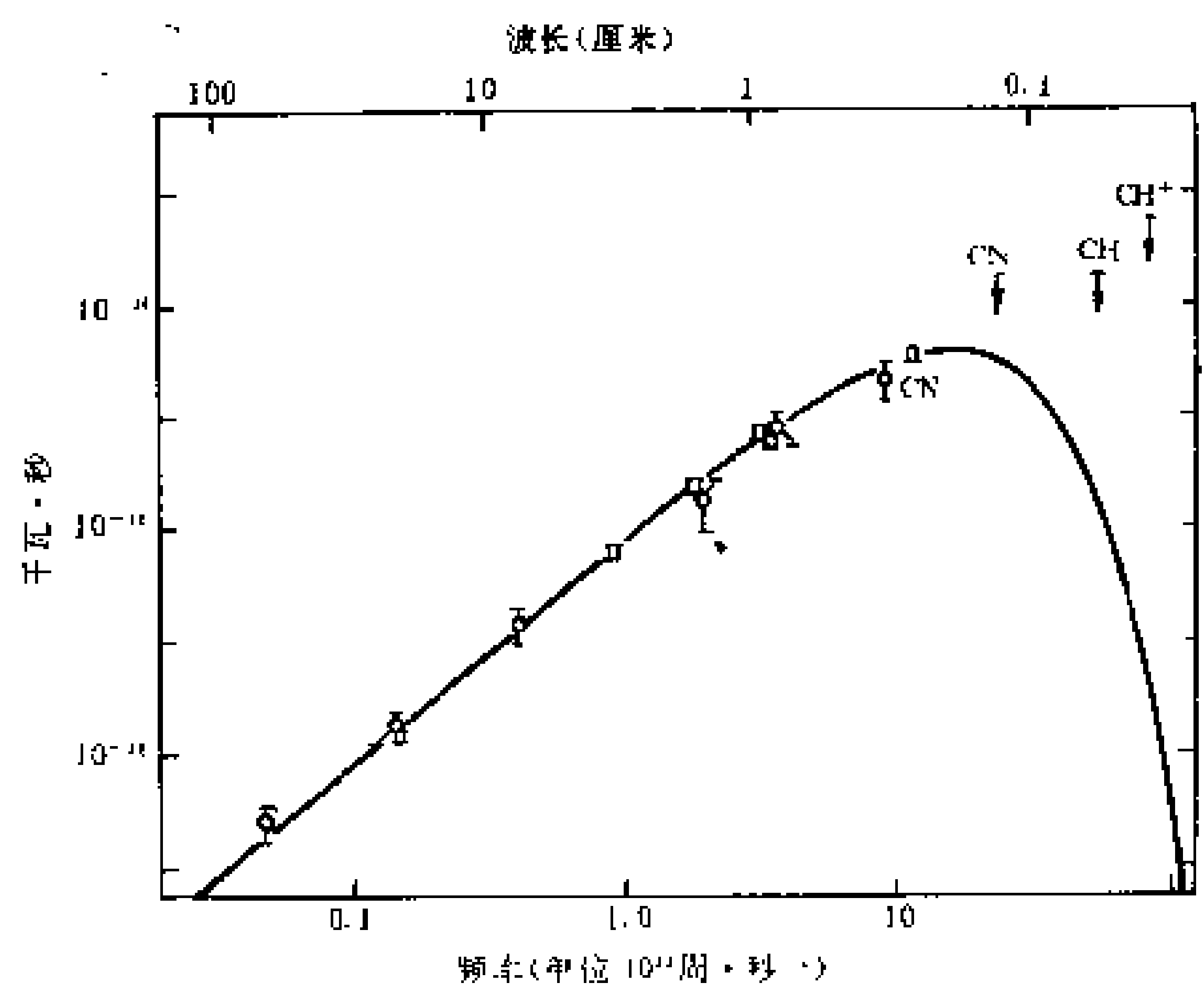


图 9.10　在不同波长上测出的微波背景辐射强度及其 $T=2.7\ K$ 黑体辐射拟合曲线 图上标有 CN、CH、CH^+ 的点和箭头给出的是根据这些化学系统中分子跃迁所做出的间接测量结果

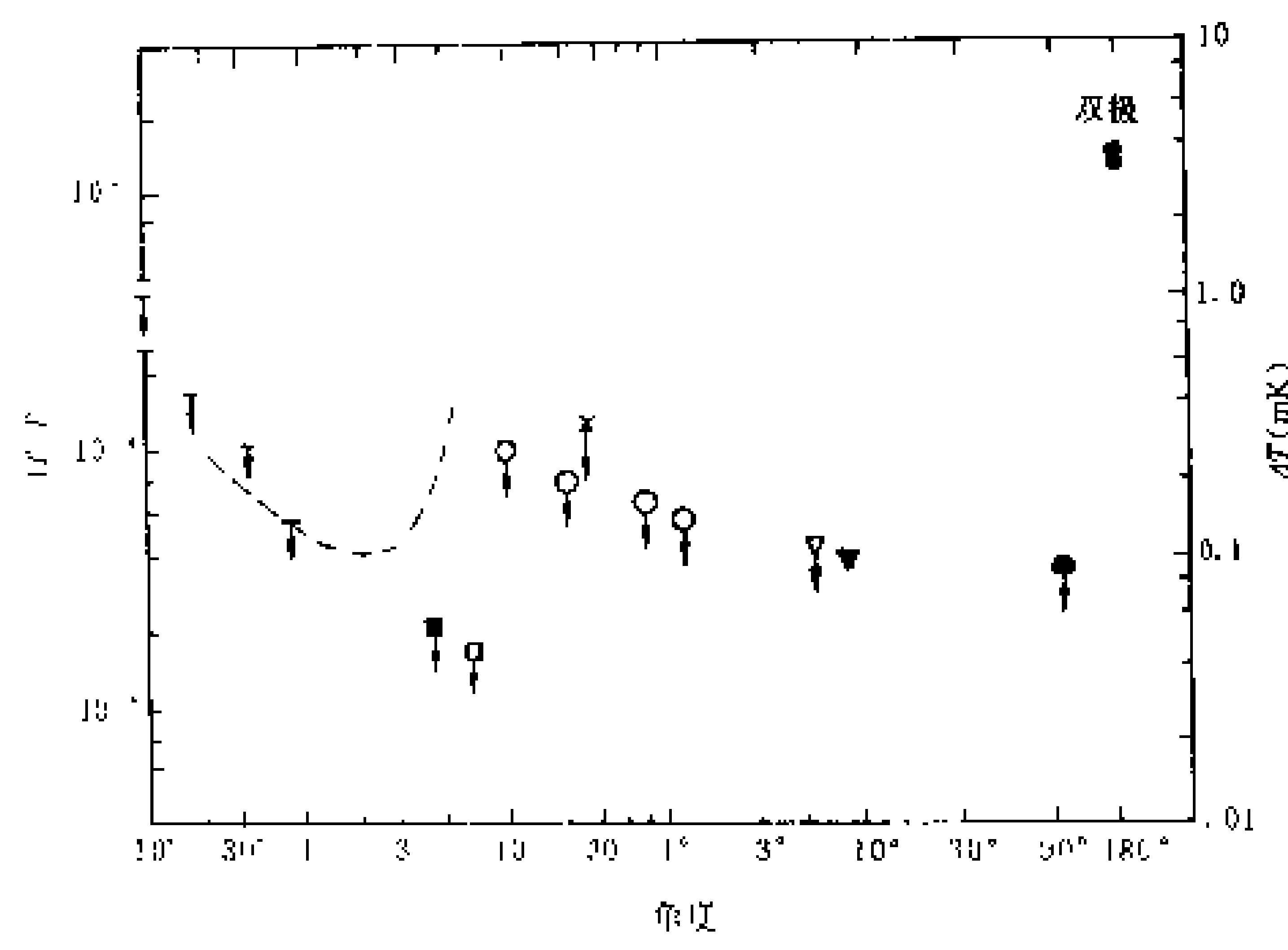


图 9.11　微波背景辐射在天空不同方向相对于2.7K 的起伏值

扣除由于地球以 350 千米/秒速度向着奔赴点($\alpha=11.^h3\pm0.^h16$, $\delta=-7.^\circ5\pm2.^\circ5$)运动造成的双极性(温度变化值为$\Delta T/T=(1.2\pm0.1)\times10^{-3}$)后，可以认为微波背景辐射是100%的均匀、各向同性，温度起伏上限只有 $\dfrac{\Delta T}{T}\leqslant10^{-4}$.(1987 年 Davies 等给出在 8 °角度内温度起伏均方差 $\dfrac{\Delta T}{T}=3.7\times10^{-5}$)

对波长长于 1 毫米的测量，结果都比较一致，而亚毫米波段的测量，温度几乎超出 20%. 在 0.71 毫米处，$T=2.963\pm0.017$K. 在 0.48 毫米，$T=3.150\pm0.026$K. 见图 9.12. 研究其原因是很有意义的课题，一种可能是由于冷的弥漫尘埃发射造成的，图 9.12 中

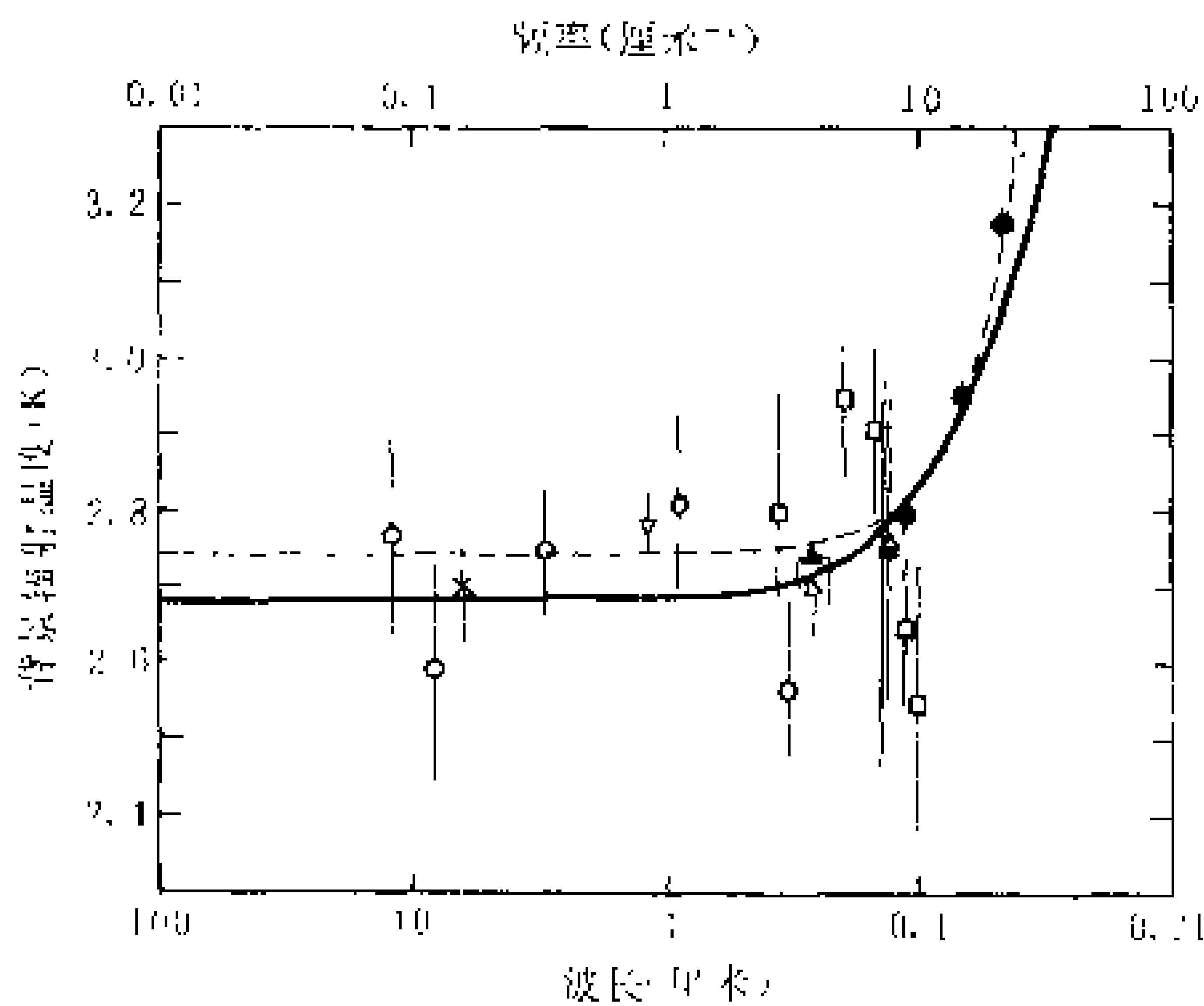


图 9.12 微波背景辐射温度的高精度测量值

的虚线即按这种模式作出的拟合曲线. 这种尘埃发射有可能与星系形成历史中极早形成的所谓星族 Ⅲ 的星有关. 另一种可能是黑

体辐射与热电子的康普顿散射造成，图中实线为泽尔道维奇等按康普顿散射计算的结果.

总之，大量的测量表明现今微波背景是极其均匀、各向同性的，很少偏离黑体谱.下面我们证明宇宙早期也是黑体谱.

设发出光子的时刻为 t_1，现今时刻为 t_0，观测得到的数密度分布，由普朗克公式表达为:

$$n(\nu_0\ t_0)d\nu_0=\frac{8\pi\nu_0^2d\nu_0}{\exp\left(\dfrac{h\nu_0}{kT_0}\right)-1} \tag{9.20}$$

由数密度守恒，有

$$n(\nu_0\ t_0)d\nu_0R^3(t_0)=n(\nu_1t_1)d\nu_1R^3(t_1)$$

利用光子红移公式 $\dfrac{\nu_0}{\nu_1}=\dfrac{R(t_1)}{R(t_0)}$

得 $$n(\nu_1t_1)=n(\nu_0t_0)\frac{R^2(t_0)}{R^2(t_1)}$$

代入(9.20)得:

$$n(\nu_0t_0)d\nu_0=\frac{8\pi\nu_1^2\left(\dfrac{R(t_1)}{R(t_0)}\right)^3d\nu_1}{\exp\left[\dfrac{h\nu_1}{kT_0\dfrac{R(t_0)}{R(t_1)}}\right]-1}$$

假如有 $$T_1=T_0\frac{R(t_0)}{R(t_1)} \tag{9.21}$$

则上式可表达为:

$$n(\nu_0 t_0)d\nu_0 R^3(t_0)=\frac{8\pi\nu_1^2 d\nu_1}{\exp\left(\frac{h\nu_1}{kT_1}\right)-1}R^3(t_1)=n(\nu_1 t_1)d\nu_1 R^3(t_1)$$

即
$$n(\nu_1 t_1)d\nu_1=\frac{8\pi\nu_1^2 d\nu_1}{\exp\left(\frac{h\nu_1}{kT_1}\right)-1} \tag{9.22}$$

换言之 在 t_1 时刻的光子谱也是黑体谱.

那么，(9.21)能否成立呢?

如果宇宙早期存在热平衡态，辐射与物质有相同的温度 T，宇宙中能量密度 ρ 与压力密度 P 由辐射与物质两部分组成，对辐射部分有

$$\rho_r=aT^4\quad,P_r=\frac{1}{3}\rho_r$$

对物质部分有:
$$\rho_m=nm+\frac{3}{2}nkT,\quad P_m=nkT$$

故总能量密度为

$$\rho=\rho_r+\rho_m=aT^4+nm+\frac{3}{2}nkT$$

总压力密度为

$$P=P_r+P_m=\frac{1}{3}aT^4+nkT$$

由广义相对论可以证明，在压力不可忽略情况下有:

$$\frac{d}{dR}(\rho R^3)=-3PR^2$$

故
$$\frac{d}{dR}\left(nmR^3+\frac{3}{2}nkTR^3+aT^4R^3\right)=-3nkTR^2-aT^4R^2$$

整理后可改写为:

$$\frac{R}{T}\frac{dT}{dR}=-\left[\frac{\sigma+1}{\sigma+\frac{1}{2}}\right]$$

式中 $$\sigma\equiv\frac{4aT^3}{3nk} \tag{9.23}$$

当 $\sigma\ll 1$ 有 $T\propto R^{-2}$

$\sigma\gg 1$ 有 $T\propto R^{-1}$ 即 $TR=$ 常数 (9.24)

此即为(9.21)的情况．现今观测到的宇宙背景辐射温度为 $T_{r_0}=2.7\mathrm{K}$，而宇宙的物质平均密度约为 10^{-30} 克／厘米^3，相应的核子数密度为 $n_0\simeq 6\times10^{-7}$/厘米^3，代入(9.23)式，可求出现今 σ 值为：$\sigma=\frac{4aT_{r_0}^3}{3n_0k}\approx 3.6\frac{n_{r_0}}{n_0}\approx 10^9\gg 1$

故(9.24)式或(9.21)式成立．由(9.22)式还可以知道一旦 $\sigma\gg 1$，σ 值也就不再改变，因为在(9.23)式中分子 T^3 与 R^3 成反比[(9.24)式]，分母 n 也与 R^3 成反比．故

$$\sigma=\text{常数} \tag{9.25}$$

σ 的物理意义乃是宇宙的比熵或单个核子的熵，这只要写出宇宙能量公式就可以理解．

$$TdS=Pd\left(\frac{1}{n}\right)+d\left(\frac{\rho}{n}\right)$$

定义 $S=K\sigma$，以 P．ρ 代入便得到 σ 的表达式(9.23)．

(9.22)、(9.24)、(9.25)在研究宇宙演化史中有着十分重大的意义，我们将在下节中阐述．

§9.5 标准宇宙模型

恩格斯说："只要自然科学在思维着，它的发展形式就是假说．"

(“自然辩证法”P201)任何一个科学模型都是利用已掌握的知识、采用一定的假设建立起来的，一旦建立则要求利用该模型能逻辑地解释各种观测现象，并运用数、理、逻辑的方法去推求未来的发展，而这种预言又必须接受进一步观测事实的检验．这就是我们所熟知的“实践—— 理论—— 实践”的辨证认识过程．

对宇宙的研究也不例外．在“中国大百科全书天文学”一书第523页词条“宇宙学”中，对宇宙的系统特征有一个较全面的总结，其中最重要就是本章第2、3、4节所观测的事实，为了解释这些事实，人们提出了许多宇宙模型，但能够全面地、逻辑地解释这许多现象的模型便是由爱因斯坦 － 盖莫夫发展起来的大爆炸宇宙模型又称标准宇宙模型．实际上我们前4节都是在这个框架内作的讲解．宇宙系统红移、微波背景辐射、及高丰度的氦含量用这一模型来解释非常自然，甚至我们可以说正是标准宇宙模型对这些现象作出了预言，下面我们介绍标准宇宙模型的基本内容和重要推论．

1. 宇宙的年龄和宇宙的未来

标准宇宙模型建立在广义相对论的基础上，在宇宙学原理的前提下，求得了时空几何(见(9.4)式，(9.5)式)．要了解宇宙的演化，就必须要解动力学方程(9.1)，因为尺度因子 $R(t)$ 与空间曲率 K 的变化依赖于宇宙物质．在 $R-W$ 度规下解爱因斯坦场方程得：

$$\ddot{R}=-\frac{4\pi}{3}G(\rho+3P)R+\left[\frac{1}{3}\Lambda R\right] \tag{9.26}$$

$$\dot{R}^2=\frac{8\pi G\rho}{3}R^2+\left[\frac{1}{3}\Lambda R\right]-K \tag{9.27}$$

式中 ρ 为宇宙平均质量密度，P 为宇宙平均压力，Λ 即为宇宙因子，K 为宇宙曲率，下面我们分几种情况来讨论(9.26)式和(9.27)式．

(1)标准尘埃模型

由观测得到的宇宙背景辐射值和宇宙平均密度值对比可知,现今宇宙是物质为主时期,宇宙的平均压力远小于平均密度,因而可以把宇宙当作零压尘埃模型处理. 令宇宙因子 $\Lambda=0$. 则(9.26)式(9.27)式可写为:

$$\ddot{R}(t)=-\frac{4\pi}{3}G\rho(t)R(t) \tag{9.28}$$

$$\dot{R}(t)^2=\frac{8\pi G}{3}\rho(t)R^2(t)-K \tag{9.29}$$

这是弗里德曼 1925 年得到的解,所以常称之为弗里德曼模型.

这两个公式也可以从纯粹牛顿力学得出. 由宇宙原理知宇宙局部的运动形态都是一样的,而在足够小的局部范围,牛顿力学是广义相对论的很好的近似,在考虑星系形成时,这种处理是很必要的. 所以虽然简单,对于理解问题很有益处. 如图 9.13 设距我们星系为 d 处的天体,由宇宙运动引起的相对运动加速度为 $\Gamma(t)$. $\Gamma(t)$完全由以 d 为半径的球内物质决定. 即

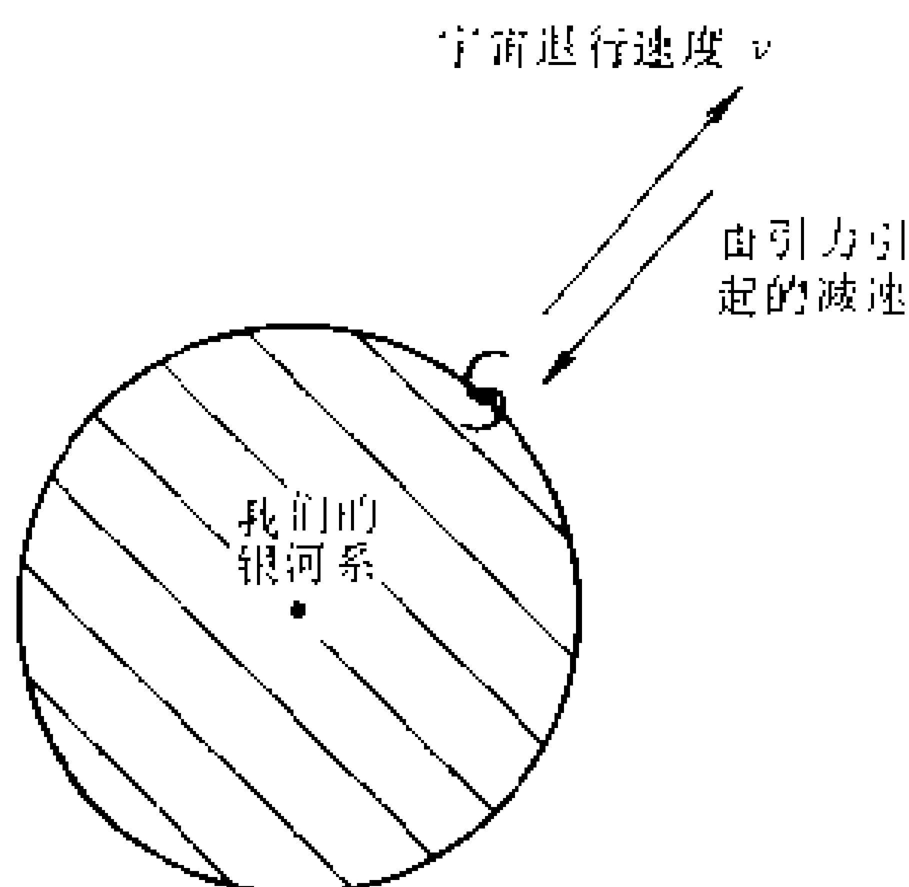


图 9.13 牛顿模型的动力学图

$$\Gamma(t) = -\frac{GM}{d^2} = -\frac{4}{3}\pi G d^3\rho(t)/d^2 = -\frac{4}{3}\pi G\rho(t)d$$

另一方面，该点的宇宙退行速度为：

$$v(t) = H(t)d = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}d = \dot{R}(t)r$$

式中采用了 $d = R(t)r$ 故：

$$\Gamma(t) = \dot{v}(t) = \ddot{R}(t)r = \frac{\ddot{R}(t)}{R(t)}d$$

由此得 $\quad \ddot{R}(t) = -\frac{4}{3}\pi G\rho(t)R(t)$,

此即(9.28)式. 上式两边乘以 $\dot{R}(t)$，再考虑到质量守恒，有

$$\rho(t)R^3(t) = 常数$$

故

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -3\rho(t)\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$

代入上式，可得 $\quad \frac{d}{dt}\frac{\dot{R}^2(t)}{2} = \frac{4\pi G}{3}\frac{d}{dt}[\rho(t)R^2(t)]$

积分得：

$$\dot{R}^2(t) - \frac{8\pi G}{3}\rho(t)R^2(t) = -K$$

$-K$ 为积分常数，此即(9.29)式. 此方程对应于宇宙能量守恒. 常数 $-K$ 为"机械能". 当 $K = -1$ 时，动能大于势能，宇宙会加速地膨胀下去. $K = +1$ 时，势能大于动能，宇宙作减速膨胀，总有一天，膨胀速度变为0，然后宇宙开始收缩. $K = 0$ 为势能动能相等的临界情形，宇宙在惯性下膨胀. 定义 $K = 0$ 时的密度为临界密度. 记为ρ_c，由(9.29)式并注意到(9.9)式：有

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G}\left[\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}\right]^2 = \frac{3H^2}{8\pi G} \qquad (9.30)$$

代入现今观测值 $H_0 = 100\text{hkm/s. Mpc.}$ ($h = 0.5$ — 1)得现今的临界密度为

$$\rho_{c_0} = 2h^2 \times 10^{-29} \text{ 克 / 厘米}^3$$

定义密度参数

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c} \qquad (9.31)$$

则(9.26)、(9.27)可写为(注意到(9.10)式 $q = -\ddot{R}(t)\dfrac{R(t)}{\dot{R}^2(t)}$)

$$q = \frac{1}{2}\Omega \qquad (9.32)$$

$$\frac{K}{R^2} = H^2(\Omega - 1) \qquad (9.33)$$

解方程(9.29)或(9.33)，得宇宙尺度因子 $R(t)$随宇宙时 t 的演化如图 9.14.

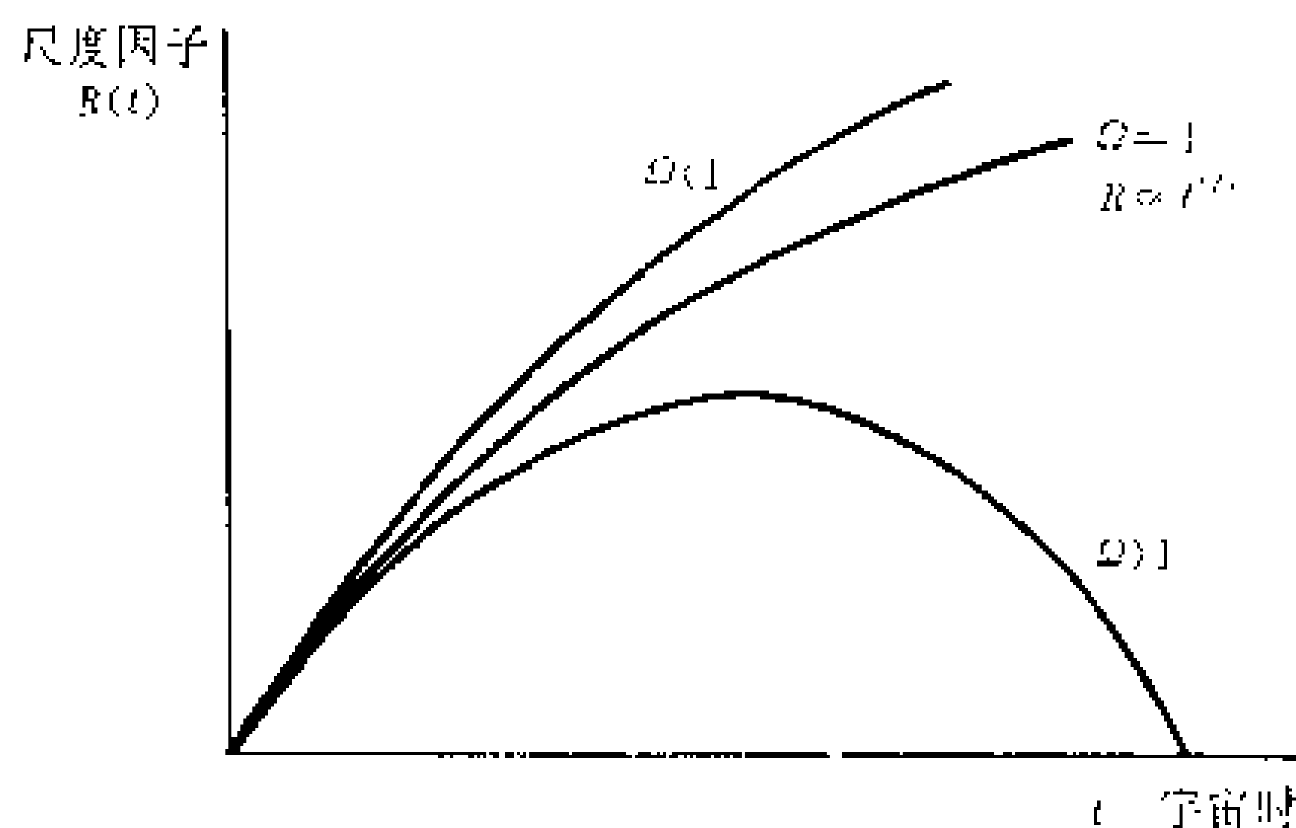


图 9.14 相对论经典宇宙模型动力学

该图很好地显示了弗里德曼模型的几何与动力学之间的关系.

一 $\Omega > 1$. 宇宙是封闭的. 最终要坍缩到密度为无限大的奇点, 几何为黎曼球面几何.

二 $\Omega < 1$. 宇宙是开放的, 将永远作加速膨胀下去, 几何为罗巴切夫斯基伪球面几何.

三 $\Omega = 1$, 宇宙处于临界状态, 又叫爱因斯坦 – 德西特模型. 它不同于封闭模型, 宇宙将膨胀下去, 也区别于开放模型, 最终膨胀速度要趋于0. 时空几何为欧几里德几何. R 随 t 的变化, 在 $\Lambda = 0$ 模型中, 关系很简单为 $R = (\frac{3}{2} H_0 t)^{2/3}$.

四 除了上述三种情形外, 还有一个很重要的情形, 就是$\Omega = 0$的情形, 叫做米尔恩模型. 是有运动而无物质的真空模型. 这在70年代以前, 人们只作为一种数学解, 但80年代以后, 已赋与了物理意义, 下面还将谈到. 这时, $K = -H_0^2$, $R = H_0 t$.

可见, 宇宙的未来, 完全取决于宇宙质量密度. 正是宇宙的质量密度决定了时空的几何性质. 不管宇宙未来如何, 都存在 $R = 0$ 的起点时刻, 定义此刻宇宙时为 O, 叫做奇点, 自奇点以来的时间即为宇宙年龄.

由(9.32)与(9.33)有: $\frac{K}{R^2} = (2q-1)H^2$

代入(9.27)式, 注意到 $\rho(t)R^3(t) = \rho_0 R_0^3$. 得

$$\left(\frac{\dot{R}}{R_0}\right)^2 = [(1-2q_0) + 2q_0\frac{R_0}{R}]H_0^2$$

故有 $t = \frac{1}{H_0}\int_0^{R/R0}(1-2q_0+\frac{2q_0}{x})^{-\frac{1}{2}}dx$

式中 $x \equiv \frac{R}{R_0}$ 积分得

$$t=\begin{cases} \frac{1}{H_0} q_0(2q_0-1)^{-3/2}(\theta-\sin\theta) & \Omega>1 \\ \frac{2}{3}\ \frac{1}{H_0}\left(\frac{R}{R_0}\right)^{3/2} & \Omega=1 \\ \frac{1}{H_0} q_0(1-2q_0)^{-3/2}(\sinh\theta-\theta) & \Omega<1 \end{cases} \tag{9.34}$$

式中θ定义为

$$\left.\begin{aligned} 1-\cos\theta &= \frac{2q_0-1}{q_0}\ \frac{R}{R_0} \qquad \Omega>1 \\ \cosh\theta-1 &= \frac{1-2q_0}{q_0}\ \frac{R}{R_0} \qquad \Omega<1 \end{aligned}\right\} \tag{9.35}$$

由(9.34)式，可得到现今宇宙年龄为

$$\left.\begin{aligned} t_0 &= \frac{2}{3H_0} \qquad \Omega=1 \\ t_0 &\simeq \frac{1}{H_0} \qquad \Omega<1 \\ t_0 &\simeq \frac{3}{5H_0} \qquad \Omega>1 \end{aligned}\right\} \tag{9.36}$$

在 $\Omega=0$ 情形，$t_0=\frac{1}{H_0}$.

宇宙年龄公式，也可直接用红移 z 来表达．由方程(9.27)可得

$$\frac{dz}{dt}=-H_0(1+z)^2(\Omega z+1)^{1/2} \tag{9.37}$$

$$t=\int_0^t dt=-\frac{1}{H_0}\int_\infty^z \frac{dz}{(1+z)^2(\Omega z+1)^{1/2}} \tag{9.38}$$

以上是$\Lambda=0$的情形. 当$\Lambda\neq0$时, 减速因子及空间曲率与密度参数关系都将发生变化. 这时有如下形式.

$$q_0=\frac{\Omega}{2}-\frac{1}{3}\frac{\Lambda}{H_0^2} \tag{9.39}$$

$$K=H_0^2(\Omega-1)+\frac{1}{3}\Lambda \tag{9.40}$$

(2)辐射为主的宇宙

与尘埃宇宙极端相对的是所有内能都由辐射贡献的宇宙、物质均处于极端相对论情形. 设辐射能量密度为ρ_r. 这时能量为$\varepsilon=\rho_r$, 压力为$P=\frac{1}{3}\varepsilon$. 或以光子数目N及频率ν表示.

$$\varepsilon=\sum_{\nu}h\nu N(h\nu)$$

由于$N=N_0(1+z)^3$. 而$\nu=\nu_0(1+z)$. 故有

$$\varepsilon=\sum_{\nu_0}h\nu_0N_0(h\nu_0)(1+z)^4$$

$$\varepsilon=\varepsilon_0(1+z)^4=\varepsilon_0R^{-4}$$

通过§9.4的分析得到 $T_r=T_0(1+z)$. 辐射谱的变化为

$$\varepsilon(\nu_1)d\nu_1=\frac{8\pi h\nu_1^3}{c^3}(e^{h\nu_1/kT}-1)^{-1}d\nu_1=\frac{8\pi h\nu_0^3}{c^3}(e^{h\nu_0/kT_0}-1)^{-1}\cdot(1+z)^4d\nu_0$$

通过宇宙绝热膨胀, 绝热指数$\gamma=4/3$. 而$T_r\propto V^{-\frac{1}{3}}$也可以得到完全同样的结果.

将ρ. P随R的变化关系代入(9.28)、(9.29)式得

$$\ddot{R}=\frac{8\pi G\varepsilon_0}{3}\frac{1}{R^3} \tag{9.41}$$

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G\varepsilon_0}{3}\frac{1}{R^2} - K \tag{9.42}$$

以下我们将看到,在辐射占统治的宇宙极早期(相应的 $R \lesssim 10^{-3}$—10^{-4},)K 可以忽略,这时由(9.42)马上可求出

$$R = \left(\frac{32\pi G\varepsilon_0}{3}\right)^{1/4} t^{1/2} \tag{9.43}$$

(3)暴涨模型

假如宇宙处于真空状态 $\rho=0$. 而宇宙因子 $\Lambda \neq 0$,便得到了与传统观念大相径庭的一种新的宇宙模型叫暴涨宇宙模型. 这时,由(9.26)式有

$$\ddot{R} = \frac{1}{3}\Lambda R \tag{9.44}$$

正如泽尔道维奇指出的,该方程描述了宇宙常数的真空斥力效应,在经典物理中没有能与之对应的简单物理图景. 1981 年以来古斯等人从大统一场论出发才给予了新的解释,关键是引进了一个希格斯场,这是一种标量场,它既不同于电磁理论描述的矢量场,也不同于广义相对论描述的张量场,由它得到了一个引起负压的状态方程 $P = -\rho c^2$. 这样,如果体积 V 中含有内能 E,在宇宙膨胀时作功 PdV, 当 V 变为 $V+dV$ 时, 宇宙中内能将为 $E-PdV = E+\rho c^2 dV$,即负压造成的结果是:宇宙膨胀后仍保持能量密度不变!换言之,随着宇宙的膨胀,真空能不是减少,而是增多!解(9.44)式得知宇宙将以指数膨胀. 由(9.27)式,令 $\rho=0$. 有

$$\dot{R}^2 = \frac{1}{3}\Lambda R^2 - K \tag{9.45}$$

在真空膨胀时,K 可以忽略. 故得

$$R = \frac{1}{H}\sinh Ht \tag{9.46}$$

式中
$$H=\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \tag{9.47}$$

该模型有很多吸引人的地方，特别是它很自然地解决了经典标准宇宙模型中一直困扰人们的两个老问题：视界问题和平性问题。

所谓视界问题又叫均匀性问题或因果联系问题。宇宙学原理认为宇宙一开始就是均匀的。观测也表明了宇宙在大尺度上的均匀性。然而追索均匀性起源问题，却十分费解，原因是，均匀性只能是粒子之间反复地相互作用的结果，如果两点之间从来没有接触，则不可能期望它们有任何必然的共同之处。问题是信息传播有一定速度（就我们传统认识，极限速度为真空中的光速 c）而标准宇宙模型有一定的年龄，能建立起联系的范围必然受限制。我们称这种能建立联系的范围叫视界。经过不太复杂的计算（参看刘辽著《广义相对论》P486）在 $t\sim 10^{-39}$ 秒时，宇宙中至少存在 10^{83} 个无因果关联区，这是与宇宙学原理及 3K 背景辐射的大尺度的均匀性和各向同性不能相容的。

在暴涨宇宙模型中，由于尺度因子有一个按指数膨胀的阶段，使得宇宙在瞬息之间，从极小的尺度膨胀到大大超出视界范围，均匀性、各向同性问题便迎刃而解了。

再说平性问题。前面我们曾提到，虽然观测天体 z 值已接近 5 了，但至今仍然无法判断 q_0 值，原因是宇宙质量密度 ρ_0 很接近于临界质量 ρ_c，因而宇宙究竟是有限（这种情形下 $\rho_0>\rho_c$）还是无限（相应的 $\rho_0<\rho_c$）很难判断。ρ_0 与 ρ_c 相等即 $\Omega=1$ 或 $K=0$，相应的空间几何为欧几里德几何，属平直时空。我们知道在宇宙膨胀理论中，ρ_c 与 ρ_0 是两个相互独立的量，就像一个物体的初始位置和初始速度是相互独立一样，如果任意取定两个数，最可能的情况是 $\rho_0<\rho_c$ 或 $\rho_0>\rho_c$ 而极小可能是 $\rho_0\approx\rho_c$。为了不求助于偶然来解释这一巧合，就必须寻找一种机制，说明如何能把 ρ_0 调节到 ρ_c。而

暴涨宇宙模型就起了这种调节作用，可以严格地证明，一个纯粹由真空所决定的膨胀必定有 $\rho=\rho_c$. 因此，不论原来情况如何，只要有足够的暴涨，就可以把宇宙膨胀调节到 $\rho_0\approx\rho_c$ 的情形. 粗略地说，从(9.45)式可知，在 R 以指数膨胀时，K 值完全可以忽略，或说可取 $K=0$.

暴涨宇宙模型还解决了经典标准宇宙模型中的其他一些不足，这里不再赘述，有兴趣的读者可参看有关文献或教科书，比如1988年泽尔道维奇写的综述(见 Sov. Sci. Rev. E.，Astrophy. Sp. phys. Reviews 5.1)

2. 宇宙早期的物理过程

宇宙早期，t 很小，$R(t)$ 也很小，属于辐射为主时期，动力学方程为(9.41)和(9.42)式. 宇宙尺度因子与宇宙时关系为(9.43)式. 可表为

$$t=\left(\frac{3}{32\pi G\rho(t)}\right)^{1/2} \tag{9.48}$$

$\rho(t)$ 由宇宙中存在的所有的粒子决定. 这时，高能光子之间碰撞足以产生各种静止质量不为0的粒子. 如果碰撞产生二个质量为 m_i 的粒子对时，每个光子的平均能量应等于或大于 m_ic^2，在温度为 T 时，光子特征能量为 kT 故温度为 T 的热辐射中出现质量为 m_i 的粒子对的条件是

$$kT\geqslant m_ic^2$$

由此知
$$T\geqslant T_c=\frac{m_ic^2}{k} \tag{9.49}$$

T_c 为从辐射中产生质量为 m_i 粒子的阈温度，因而在平衡态中的第 i 种粒子其能量从 m_ic^2 至 ∞. 其对宇宙密度的贡献为

$$\rho_i = \frac{g_i}{2\pi^2\hbar^3}\int_{m_ic^2}^{\infty}\frac{(E_i^2 - m_i^2c^4)^{1/2}E_i^2 dE_i}{\exp\frac{E_i}{kT} \mp 1}$$

式中 E_i 为第 i 种粒子之能量，g_i 为自旋态数．“+”对应玻色子(B)，“−”对应费米子(F)，积分得

$$\rho_{iB} = \frac{\pi^2 g_i (kT)^4}{30\hbar^3}$$

$$\rho_{jF} = \frac{7}{8}\,\frac{\pi^2 g_j (kT)^4}{30\hbar^3} = \frac{7}{8}\,\rho_{jB}$$

因而宇宙密度可表为

$$\begin{aligned}\rho &= \left(\sum_B g_i + \frac{7}{8}\sum_F g_j\right)\frac{\pi^2 (kT)^4}{30\hbar^3} \\ &= g_*\frac{\pi^2 (kT)^4}{30\hbar^3}\end{aligned} \qquad (9.50)$$

式中

$$g_* \equiv \sum_B g_i + \frac{7}{8}\sum_F g_j \qquad (9.51)$$

将常数 G、k、$\hbar$ 代入，(9.33)式可表为

$$t \simeq 2.41 T^{-2} g_*^{-\frac{1}{2}} \text{秒} \qquad (9.52)$$

式中 T 取以 MeV 为单位的值．

由温度阈(9.49)式可知不同温度时，宇宙中存在的粒子，用基本粒子表可查出自旋态数，利用(9.51)式可求出 g_* 因而可算出此刻的宇宙年龄．见下表．

T	粒子 费米子	粒子 玻色子	$g_*(T)$	t(秒)
10^{14}GeV	{u s t; d c b} {e μ τ; ν_e ν_μ ν_τ}	8G $W^\pm$ Z° XY γ	161	1.9×10^{-37}
10^2GeV	{u s t; d c b} {e μ τ; ν_e ν_μ ν_τ}	8G $W\pm Z^\circ$ γ	104	2.4×10^{-11}
500 MeV	{u; d} s {e μ; ν_e ν_μ ν_τ}	8G γ	61.8	1.2×10^{-6}
100MeV	μ e νe ν_μ ν_τ	γ	14.25	6.4×10^{-5}
1MeV	e ν_e ν_μ ν_τ	γ	10.75	7.4×10^{-1}
0.5MeV	ν_e ν_μ ν_τ	γ	3.36*	5.2

表中夸克有正反夸克，还有不同色与味，其他轻子也还有反轻子．这里从略表示．*的计算公式与(9.51)式不同，下面将进一步阐述．

粒子之间，会不断发生各种反应．由粒子物理可算出各种反应的反应率，或算出各过程的平均自由程．与此同时，宇宙在膨胀．如果平均自由程小于宇宙的特征长度，或粒子之间的反应率

高于宇宙的膨胀率，该种粒子就会与其他粒子处于热动平衡态，反之则会从热平衡中退耦出来，退耦出来的粒子将在宇宙中自由运动，该过程也称之为粒子的“冻结”过程，把粒子从热平衡退耦的时刻叫做该粒子的“冻结”时刻.

分析中微子参予的弱作用过程，可求得中微子退耦温度为 $T\sim 10^{10}$K(或~ 1MeV). 中微子退耦出来之后，成为自由粒子，仍保持费米分布，按 $R-W$ 度规解自由粒子短程线方程，得中微子温度演化规律: $RT=$ 常数故随着宇宙膨胀，中微子温度将下降. 在形式上与宇宙中处于平衡态的粒子的规律一致，但实质上，并不相同，因为当温度下降到 $kT=m_e=0.51$ MeV时，电子对发生湮灭，由宇宙熵守恒($\sigma=$ 常数) 湮灭反应会使处于平衡态中的光子升温，却不会加热离开了平衡过程的中微子. 电子对湮灭前，处于热平衡反应中的粒子为 ±e 及 γ，由(9.35)式知自旋态数为

$$(g_*)_{前}=2+4\times\frac{7}{8}=\frac{11}{2}$$

电子对湮灭后，只剩下光子，故 $(g_*)_{后}=2$

由熵不变，可知， $(g_*T^3)_{前}=(g_*T^3)_{后}$

故 $T_{后}:T_{前}=(11/4)^{1/3}$

在电子对湮灭前，中微子虽已脱耦，但由于温度下降规律与平衡态一致，故与光子温度相等、在电子对湮灭后，中微子仍保持 $R_\gamma=C$ 规律，光子却上升了 $\left(\frac{11}{4}\right)^{1/3}$ 所以如果现今光子背景为 2.7K，则中微子背景温度应为 $2.7\times\left(\frac{4}{11}\right)^{1/3}\simeq 1.9$K. 见图 9.15 .

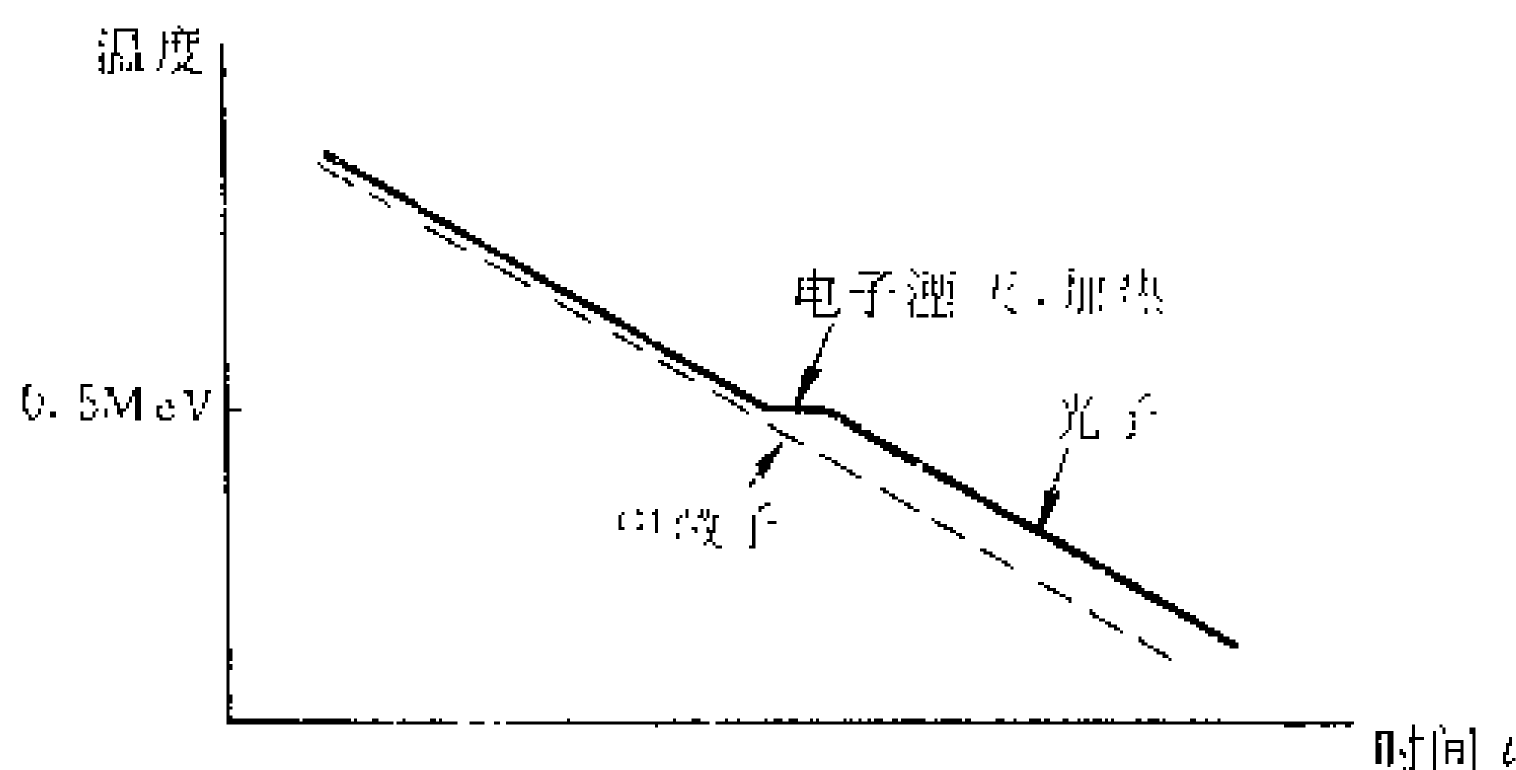


图 9.15 中微子、光子背景温度演化规律

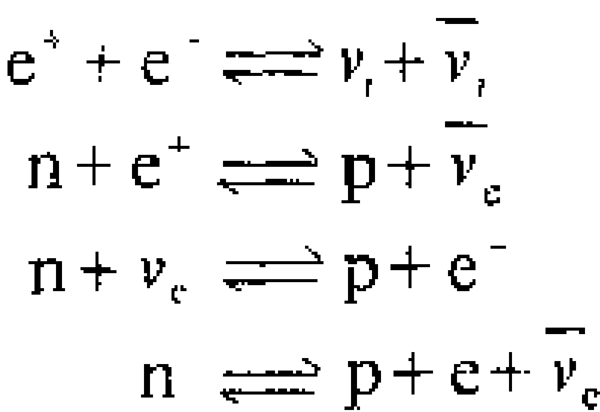
如果在早期发生过多次粒子反粒子湮灭反应(比如 $\tau^{+}+\tau^{-}\rightarrow\gamma+\gamma$)每次反应都会使处于当时平衡态中的粒子加热.而越早退耦的粒子应该有越低的温度.

3. 宇宙早期的核合成

大爆炸宇宙模型讨论了宇宙元素起源问题,这个过程大约在宇宙温度为 10^{9}K(或年龄为 200 秒)左右的一段很短时间内.通过盖莫夫的计算,预言宇宙早期核合成应产生丰度(占总重子质量的比例值)约 $\frac{1}{4}$ 的氦核.这么高丰富的氦核,由第五章对恒星演化的分析可知,是不可能在恒星中产生出来的.然而观测表明宇宙中确是存在很高的氦丰度:15% — 35%.因为氦的一些最强的量子跃迁所发出的辐射频率位于远紫外区,而这些频率的辐射穿不过地球大气,所以测量中的不确定性并不说明不存在一个标准宇宙氦丰度值,其值之高是肯定的.下面我们分析一下氦产生的过程.

宇宙元素合成阶段发生在 $kT\simeq 10$MeV—0.1 MeV 期间,在 $T\simeq$ 10MeV 时有 γ、e^{+}、ν,等几种数目大致相等的粒子处于热平衡态.同时还有少量中子(n)和质子(p),它们的数量只有前面的百亿分之几.

但对于形成核元素却是最重要的．它们彼此都会相互碰撞，最重要的反应有



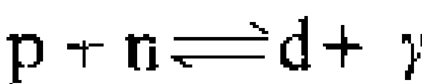
$$e^+ + e^- \rightleftharpoons \nu_i + \bar{\nu}_i$$
$$n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$$
$$n + \nu_e \rightleftharpoons p + e^-$$
$$n \rightleftharpoons p + e + \bar{\nu}_e$$

在热平衡过程中，n与p之数密度比服从下式

$$\left(\frac{N_n}{N_p}\right)_{平} = e^{-\frac{m_n - m_p}{kT}} = e^{-\frac{1.293\text{MeV}}{kT}} \tag{9.53}$$

当$kT = 10\text{MeV}$时，$\left(\frac{N_n}{N_p}\right)_{平}^{10\text{MeV}} = 0.88$

这时重要的二体反应还有



$$p + n \rightleftharpoons d + \gamma$$

氘(d)的数目对于形成重于H的核极为关键，不过在$kT = 10\text{MeV}$时，得到的d极少．由萨哈公式

$$\frac{N_d}{N_B} \simeq \frac{N_B}{N_\gamma} \exp\left[-\frac{m_d - m_p - m_n}{kT}\right] = \frac{1}{\sigma} \exp\left[\frac{2.2\text{MeV}}{kT}\right]$$

观测得到$\sigma \simeq 10^9 - 10^{10}$这时$N_d/N_n \simeq 1.25 \times 10^{-10}$，由于d极少，比d更重的核的反应完全可以忽略．d是进一步核反应之关键，人们常把d的含量问题看成一个关卡．叫做"deuterium botleneck".

当$kT \simeq 0.7\text{MeV}$或$T = 7 \times 10^9\text{K}$、$t = 2$秒时，中微子已退耦，n、p冻结出来，除n由于发生$\beta$衰变外，n，p比值基本不变

$$\left(\frac{N_n}{N_p}\right)_{kT = 0.7\text{MeV}} \simeq \frac{1}{7}$$

这时 $$\left(\frac{N_d}{N_B}\right)_{kT\simeq0.7\text{MeV}} \sim 23\times10^{-10}$$

d 关卡仍未破除，当 T 降到 10^9K，$t\simeq200$ 秒左右

$$\frac{N_d}{N_B}\simeq1$$

于是进一步的核合成开始了，一旦大量 d 形成，因为 He^4 是最稳定的元素，原则上全部 n 都会结合到 He^4 核中. 氦的数目为 $\frac{N_n}{2}$，质量为4. 故氦总质量为 $\frac{N_n}{2}\times4=2N_n$ 全部核数目为 N_n+N_p 质量为1，故全部核质量为 N_n+N_p 所以氦丰度为

$$\frac{2N_n}{N_n+N_p}=\frac{2N_n/N_p}{1+N_n/N_p}\simeq\frac{2\times\frac{1}{7}}{1+\frac{1}{7}}\simeq0.25 \qquad (9.54)$$

过程图如 9.16 所示.

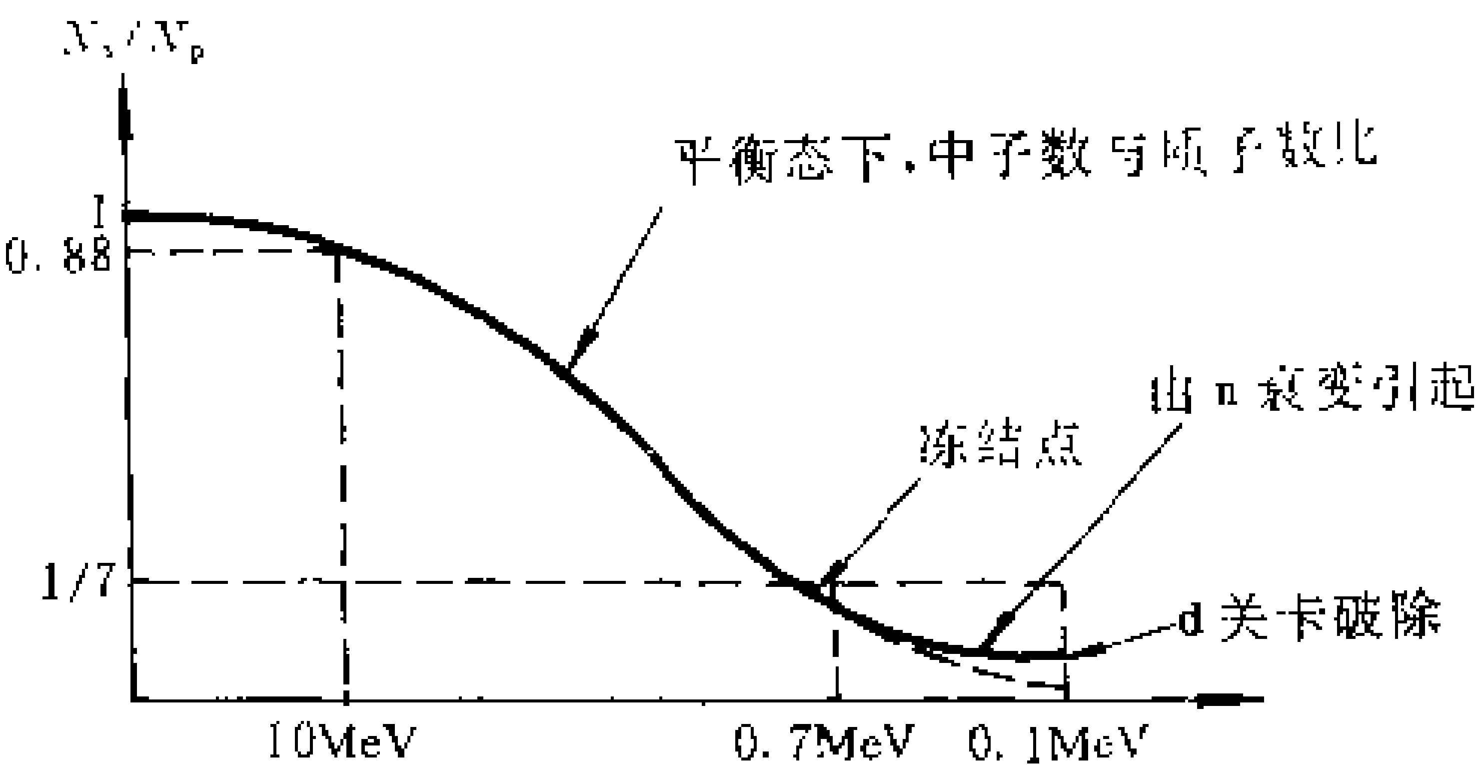


图 9.16 N_n/N_p 演化过程

在假定现今宇宙平均密度下，详细计算宇宙早期产生的元素

丰富度如下表. 相应的图见图 9.17.

ρ_0(克/厘米^3) 元素	10^{-31}	10^{-30}	10^{-29}	10^{-28}
H	0.763	0.737	0.719	0.701
d	0.2×10^{-4}	2.3×10^{-5}	2.5×10^{-12}	$<10^{-12}$
He^3	6.3×10^{-5}	2.1×10^{-5}	5.6×10^{-6}	3.5×10^{-6}
He^4	0.236	0.263	0.281	0.299
Li^7	5.2×10^{-10}	4.4×10^{-9}	4.3×10^{-8}	2.9×10^{-7}
其它	$<10^{-12}$	$<10^{-12}$	$<10^{-12}$	1.0×10^{-10}

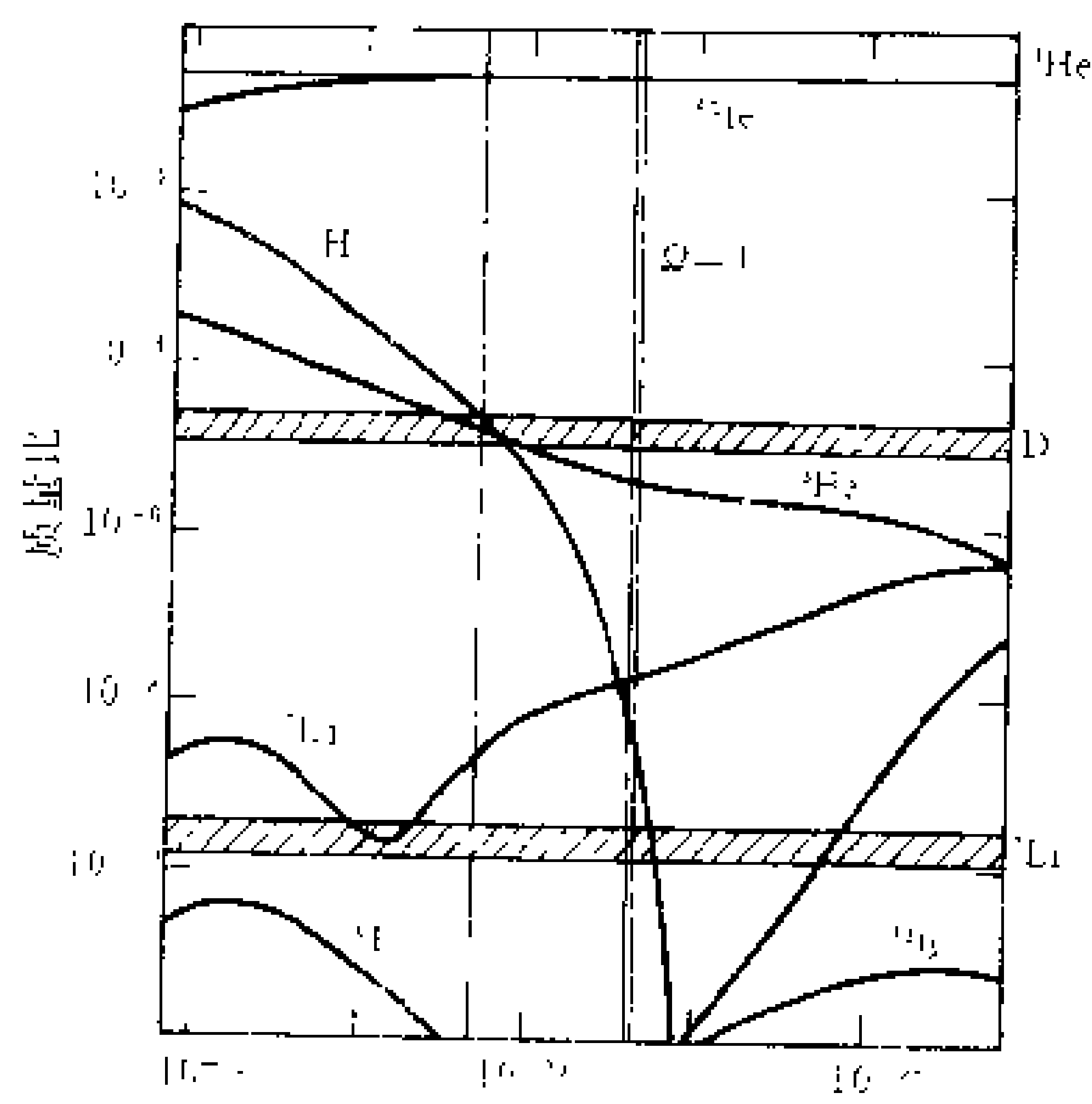


图 9.17 宇宙早期核合成元素丰富度

从表可知, He^4 的丰富度对于现今宇宙密度值很不敏感. 无

论宇宙开闭状况如何，其丰富度均在 $\frac{1}{4}$ 左右．最敏感的是 d．因为氘生性活泼，极易参与核反应，在恒星内部是不可能残留氘的．对地球海水的测量，从月球上对太阳风离子的测量以及对星际空间粒子流的测量得到 d 丰度为 10^{-5} 量级．这些 d 极可能是来自宇宙原始核合成．

4．复合时期及微波背景的最终散射面

下面我们进而分析宇宙早期处于等离子体状态的物质何时复合成中性原子？宇宙何时变得透明？微波背景的最终散射面究竟发生在什么时期？微波背景谱对黑体谱的偏离可能是怎样产生的？这些信息对于我们理解星系的形成很有意义．

首先讨论何时从辐射为主变为物质为主．由前面知辐射能密度 ρ_r 与物质密度 ρ_m 之比为

$$\frac{\rho_r}{\rho_m}=\frac{aT^4(z)}{\Omega\rho_c(1+z)^3}=\frac{2.6\times10^{-5}(1+z)}{\Omega h^2} \tag{9.55}$$

可得 $z\simeq4\times10^4\Omega h^2$ 时 $\rho_r\simeq\rho_m$．换言之，当 $z>4\times10^4\ \Omega h^2$ 时，宇宙以辐射为主，这时宇宙动力学由(9.41)、(9.42)式描述，而 $z\leqslant4\times10^4\Omega h^2$ 时，宇宙以物质为主，其动力学由(9.28)、(9.29)表示．

其次，在讨论这些问题时，千万不要忘记宇宙的一个重要特点是 $\sigma>>1$．或光子重子比

$$\frac{N_r}{N_B}=\frac{3.75\times10^7}{\Omega h^2} \tag{9.56}$$

极其巨大，它使得宇宙早期的许多物理过程与一般物理过程有很大区别，比如在一般情况下，要使中性氢发生光致电离，光子能量必须 $\geqslant13.6\text{eV}$，由 $h\nu=kT$，必有 $T=150000\text{ K}$，低于此温度，氢是复合的，但在早期宇宙中，由于(9.56)式的原因，光致电离温

度远远 这温度低，因为背景光子的黑体谱分布中，只要有 $1/10^8$ 就足以使中性氢电离了，由计算得到，复合时期发生在 $T_r \simeq 4000\text{K}$，或 $z \simeq 1500$ 时，$z \geqslant 1500$，星系际气体完全处于等离子体状态. 所以，把 $z=1500$ 叫复合时期.

宇宙何时变得透明？由于汤姆逊散射，宇宙早期的光子不可能直接到达地球，光子与自由电子发生汤姆逊散射的自由程为

$$d\tau_T = \sigma_T N_e(z) c \frac{dt}{dz} dz \tag{9.57}$$

σ_T 为汤姆逊散射截面 $\sigma_T = 6.665 \times 10^{-29}\text{m}^2$. 可以对散射的光学厚度作一估计. 由(9.37)式在 z 很大情况下有

$$\frac{dt}{dz} \simeq -H_0 \Omega^{1/2} z^{5/2}$$

代入(9.57)式积分得

$$\tau_T = \frac{2}{3} \frac{c}{H_0} \frac{\sigma_T \rho_c \Omega^{1/2}}{m_p} [z^{3/2} - z_0^{3/2}]$$

$$= 0.04(\Omega h^2)^{1/2} [z^{3/2} - z_0^{3/2}] \tag{9.58}$$

所以，只要星系际中气体变成等离子体状态，汤姆逊散射的光学厚度就会变得非常大. 在 $z \geqslant 1000$ 时，任何一个光子在到达地球之前，都必定经过了多次散射，因而已经失去了原有的全部信息. 其结果是 $z=1000$ 时，成了光子屏障(photon barrier)这也就是微波背景辐射的最终散射面. 换言之，如果微波背景辐射没有再发生别的散射等物理过程的话，它给出了 $z=1000$ 时的宇宙信息.

还可以进一步讨论物质与背景辐射相互作用问题. 在 $z \leqslant 100$ 时，物质与背景辐射的碰撞完全可以忽略，认为这时星系际气体仍是电离态是不对的. 物质与辐射一旦脱耦，则它们便会各自按自己的规律冷却下去. 粒子按绝热指数 $\gamma = 5/3$ 变化，辐射按 $\gamma = 4/3$ 变化. 因而有 $T_m \propto R^{-2}$, $T_r \propto R^{-1}$. 但实际情况并非完全如此.

物质与辐射之间由于存在康普顿散射还可以耦合在一起. 康普顿散射在维持物质与辐射具有同一温度时起了重要作用.

光子电子能量交换的课题已由魏曼(1965),泽尔道维奇(1980)波兹雅可夫等(1983)作了大量研究. 魏曼给出能量交换率为

$$\frac{d\varepsilon_r}{dt}=4N_e\sigma_T c\varepsilon_r\left(\frac{kT_e-kT_r}{m_e c^2}\right) \tag{9.59}$$

如果电子比光子热, $T_m>T_r$ 则电子加热光子, 反之 $T_r>T_m$, 则光子加热电子. 但这两种情况并非等价, 原因仍是两者数目相差甚大. 让我们从光学厚度这一角度来分析. 电子与光子相互作用的光学厚度为

$$\tau_e=\sigma_T cN_r t$$

光子与电子相互作用的光学厚度为

$$\tau_r=\sigma_T cN_e t$$

当一个光子被电子散射一次时, 电子可以被光子散射许多次. 电子被光子加热时, 能量从光子急速转给了电子. 因而在宇宙早期物质与辐射可保持同一温度. 按皮伯斯(1968)的计算, 在时刻 t 辐射给物质的总能为 $\left(\frac{d\varepsilon_r}{dt}\right)t$ 当这能与辐射场能量密度同量级时, 加热便停止. 在 $\frac{T_r-T_e}{T_r}\simeq 1$ 的点, 条件变为 $4T_r N_e\sigma_T ctk/m_e c^2\approx 1$, 可得 $N_e=11x\Omega h^2(1+z)^3 m^{-3}$ 式中 x 为星系际气体电离度. 光子与物质的热接触直到复合时刻都是非常强的. x 随 z 而变化. 皮伯斯算出脱耦大约发生在 $z=100$ 左右, 这时 $x\simeq 10^{-5}$. 所以在复合之后, 由于康普顿散射, 物质与辐射温度还可以保持相当一段时期.

康普顿散射还有可能使微波背景辐射的黑体谱发生形变. 热

电子加热光子. 使光子频率改变 $\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq \frac{kT_e}{m_e c^2}$，如果变化达到

$\frac{\Delta\nu}{\nu}=1$，这需要康普顿散射的光学厚度

$$\tau_c=\int\left(\frac{kT_e}{m_e c^2}\right)\sigma_T c N_e dt \geqslant 1 \tag{9.60}$$

如果 $T_e=T_r(1+z)$K，要使 $\tau_c=1$，必 $z=2\times10^4(\Omega h^2)^{-1/5}$. 只有在 T_e 很大于 $T_r(1+z)$ 下，才有可能使微波背景辐射谱发生明显变化. 泽尔道维奇等人计算结果如图 9.12.

最后，还有一个重要效应是声速随 z 变化问题. 声速 C_S 由下式给出

$$C_S^2=\left(\frac{\partial P}{\partial\rho}\right)_S$$

注脚 S 表示熵为常数，即绝热情形. 问题的复杂性在于：随着宇宙从辐射为主到物质为主、到物质辐射的耦合越来越弱以至最终复合，对 P 和 ρ 的贡献是不同的. 在物质与辐射基本耦合情况下有

$$C_S^2=\frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_r}{\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_r+\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_m}$$

从而有

$$C_S^2=\frac{c^2}{3}\ \frac{4\rho_r}{4\rho_r+3\rho_m} \tag{9.61}$$

由此式不难看出，辐射占统治时期，即 $z\geqslant4\times10^4\Omega h^2$ 时，$C_S=c/\sqrt{3}$. 而在复合以后，声速即为物质的热声速.

现在，我们将宇宙大爆炸模型的热演化史归纳于图 9.18 中.

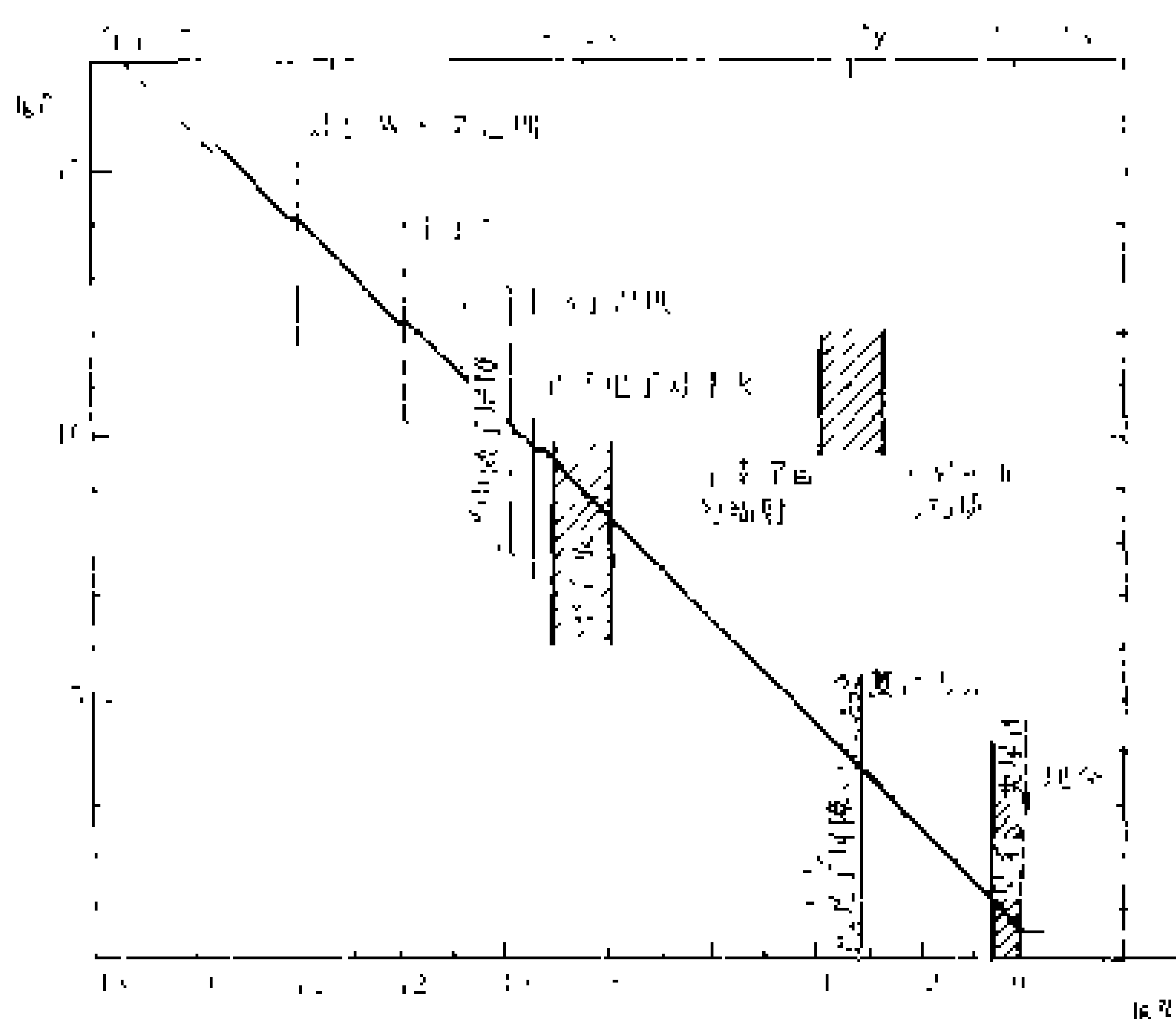


图 9.18 宇宙热爆炸模型的热演化史

§ 9.6 引力不稳定性和星系形成

从宇宙论角度研究星系形成问题，并不研究形成的细节，而只是探讨在膨胀宇宙中，物质密度扰动的增长过程．目前有两种看法．有人认为这种成团性是在复合时期或这以前由引力不稳定性形成了较大的初步结构，然后不断坍缩，再经过碎裂而形成较小更密的结构，因此，恒星的形成相对说来要晚一些，在这过程中耗散起了重要作用．另一种看法恰恰相反，认为在宇宙从高密到低密膨胀过程中，由于扰动，更小的区域首先脱离膨胀而形成天体，然后，再经过引力相互作用，集合成越来越大的系统．这样，恒星和星团应是在复合后不久就最先形成．所以，成团反而是一个非耗散过程．

实际过程很可能两者均存在．但无论如何有两点是重要的．第一，引力不稳定性起了根本性作用，它既能用来描述连续碎裂过程，又能描述成团过程．第二，这种成团过程的分析并非纯理

论的、有可能找到观测对比. 由现 $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ 值的量级看、相对于星系、星系团和超星系团分别为 10^6、10^2、10^0、而由宇宙密度 $\rho\propto(1+z)^3$、按非耗散过程，可以认为它们分别是在 $z\simeq100$、10、1的时刻形成的，即并非是在无法观测的遥远的过去形成的.

1. 膨胀宇宙中的金斯引力不稳定性理论

金斯在 1902 年对牛顿时空静态宇宙的引力不稳定性作了研究，里弗西兹 1946 年作了详细推导并发展到膨胀宇宙中、这是我们研究引力不稳定成团理论的基础.

先写出流体在引力作用下的经典气体动力学方程:

$$\left.\begin{aligned}&\text{连续性方程} && \frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho v)=0\\ &\text{运动方程} && \frac{\partial v}{\partial t}+(v\cdot\nabla)v=-\frac{1}{\rho}\nabla p-\nabla\varphi\\ &\text{引力势方程(泊松方程)} && \nabla^2\varphi=4\pi G\rho\end{aligned}\right\}\tag{9.62}$$

改写成流体元的全微分形式，由

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+(v\cdot\nabla)\text{和 } v\cdot\nabla=v_x\frac{\partial}{\partial x}+v_y\frac{\partial}{\partial y}+v_z\frac{\partial}{\partial z}$$

(9.62)式可写为:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d\rho}{dt}=-\rho\nabla\cdot v\\ &\frac{dv}{dt}=-\frac{1}{\rho}\nabla p-\nabla\varphi\end{aligned}\right\}\tag{9.63}$$

$$\nabla^2\varphi=4\pi G\rho$$

该方程组描述了宇宙元的行为，在膨胀宇宙采用共动坐标. 对均匀无扰状况，密度 ρ 压力 p 处处相等，$v=0$. 但 $v=0$ 由(9.63－1)式，只能得到解：$\rho=0$. 也就是说在一定的 ρ 和 p 下，该方程无静

态解．幸好我们是处理膨胀介质中的扰动问题，取零级解为 ρ_0、p_0、v_0、φ_0，由(9.63)式

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\rho_0}{dt}&=-\rho_0\nabla\cdot v_0\\ \frac{dv_0}{dt}&=-\frac{1}{\rho_0}\nabla p_0-\nabla\varphi_0\\ \nabla^2\varphi_0&=4\pi G\rho_0\end{aligned}\right\}\qquad(9.64)$$

一级扰动为

$$v=v_0+\delta v$$
$$\rho=\rho_0+\delta\rho$$
$$p=p_0+\delta p$$
$$\varphi=\varphi_0+\delta\varphi$$

代入(9.63)式，忽略高级小量，由第一式有

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\delta\rho}{\rho_0}\right)=-\nabla\cdot\delta v\qquad(9.65)$$

由第二式 $\dfrac{d(v_0+\delta v)}{dt}=\dfrac{\partial v_0}{\partial t}+(v_0\cdot\nabla)v_0+\dfrac{d\delta v}{dt}+(\delta v\cdot\nabla)v_0$

设初态是均匀各向同性的，$\nabla p_0=0$. $\Delta\rho_0=0$ 则有

$$\frac{d(\delta v)}{dt}+(\delta v\cdot\nabla)v_0=-\frac{1}{\rho_0}\nabla\delta p-\nabla\delta\varphi\qquad(9.66)$$

而泊松方程为 $\nabla^2\delta\varphi=4\pi G\delta\rho$ (9.67)

(9.65)、(9.66)、(9.67)式便是我们讨论微扰的基本微分方程．今后以符号 $\Delta=\dfrac{\delta\rho}{\rho_0}$ 表示密度反差．

现在我们来讨论膨胀宇宙中的扰动情形，采用共动坐标．

$$x=R(t)r$$
$$\delta x=r\,\delta R(t)+R(t)\delta r$$

速度可写为 $v=\dfrac{\delta x}{\delta t}=\dfrac{dR}{dt}r+R(t)\dfrac{dr}{dt}$

显然，$\dfrac{dR}{dt}r$ 即哈勃流，而$R(t)\dfrac{dr}{dt}$ 即天体的本征速度，这样，(9.66)式可写为 $\dfrac{d}{dt}(Ru)+(Ru\cdot\nabla)\dot{R}r_0=-\dfrac{1}{\rho_0}\nabla\delta p-\nabla\delta\varphi$，用共动坐标 $\dfrac{d}{dx}=\dfrac{1}{R}\dfrac{d}{dr}$，用 ∇_c 表示共动坐标微分，由 $(Ru\cdot\nabla)\dot{R}r=u\dot{R}$，

上式为

$$\frac{du}{dt}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)u=-\frac{1}{\rho_0R^2}\nabla_c\delta p-\frac{1}{R^2}\nabla_c\delta\varphi \quad (9.68)$$

考虑绝热扰动情形，由声速 $C_S^2=\dfrac{\delta p}{\delta\rho}$，$\delta p=C_S^2\delta\rho$，联立(9.68)式与(9.65)式：有

$$\nabla_c\cdot\dot{u}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\nabla_c\cdot u=-\frac{C_S^2}{\rho_0R^2}\nabla_c^2(\delta\rho)-\frac{1}{R^2}\nabla_c^2(\delta\varphi)$$

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)=-\nabla_c\cdot\dot{u}$$

因此：

$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta}{dt}=\frac{C_S^2}{\rho_0R^2}\nabla_c^2\delta\rho+4\pi G\delta\rho \quad (9.69)$$

以 $\Delta\propto\exp i(k_c\cdot r-\omega t)$形式写出 Δ 的波动解

$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta}{dt}=\Delta(4\pi G\rho_0-k^2C_S^2) \quad (9.70)$$

以 k_c 表共动坐标波矢量，它与波矢量 k 关系为 $k_c=Rk$.

由此得色散方程

$$\omega^2=C_S^2k^2-4\pi G\rho_0 \quad (9.71)$$

如果 $C_S^2k^2>4\pi G\rho_0$，频率 ω 为正，密度扰动将以声速 C_S

传播的振荡解．振动波长小于临界波长λ_J，λ_J称为金斯波长，定义为

$$\lambda_J=\frac{2\pi}{k_J}=C_S\left(\frac{\pi}{G\rho}\right)^{1/2} \tag{9.72}$$

如果$C_S^2k^2\leqslant 4\pi G\rho_0$，$\omega$为0或为虚数．这是不稳定解．密度扰动解可写为

$$\Delta=\Delta_0\exp(\Gamma t+i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})$$

式中
$$\Gamma=\pm\left[4\pi G\rho_0\left(1-\frac{\lambda_J^2}{\lambda^2}\right)\right]^{1/2}$$

+ 号对应增长解，波长 $>>\lambda_J$ 时，Γ 趋于$(4\pi G\rho_0)^{1/2}$、不稳定性的特征增长时间为

$$\tau=\Gamma^{-1}\approx(4\pi G\rho_0)^{-1/2}\approx(G\rho_0)^{-\frac{1}{2}}$$

这就是著名的金斯不稳定性、时间尺度τ是密度为ρ_0的区域的坍缩时间．金斯长度表达了在一个坍缩时间内声速所传播的距离．

这个结果的物理图景很简单，一个区域的不稳定性是由本身自引力造成的，坍缩由内压所阻止．所以很容易由内压P、内能ρ和半径r来考虑压力引力平衡的临界状态．由流体静力学有

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{G\rho M(<r)}{r^2}$$

对$\frac{dP}{dr}\approx-\frac{P}{r}$量级，$M\approx\rho r^3$、因$C_S^2\approx\frac{P}{\rho}$，故临界尺度$r\approx C_S/\sqrt{G\rho}$．可见金斯长度也就是一个体系能对抗坍缩的尺度．大于λ_J的尺度、引力大于压力，该区域将在引力作用下坍缩．

现在我们再回到(9.70)式，分析不稳定的增长情形，为说明问题，我们讨论$\lambda>>\lambda_J$的极端情形．这时(9.70)式右边第二项可以忽略，得

$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+2\frac{\dot{R}}{R}\frac{d\Delta}{dt}=4\pi G\rho_0\Delta \qquad (9.73)$$

下面先讨论非相对论情形.

一、爱因斯坦－德西特宇宙模型 $\Omega=1$, 这时尺度因子时间关系为 $R=\left(\frac{3}{2}H_0t\right)^{2/3}$. 有

$$4\pi G\rho=\frac{2}{3t^2} \qquad \frac{\dot{R}}{R}=\frac{2}{3t}$$

代入(9.73)式有
$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+\frac{4}{3t}\frac{d\Delta}{dt}-\frac{2}{3t^2}\Delta=0 \qquad (9.74)$$

讨论幂律谱 $\Delta=at^n$

代入(9.74)式有
$$n(n-1)+\frac{4}{3}n-\frac{2}{3}=0$$

解为 $n=\frac{2}{3}$, -1. 后一个解为衰减解. 相应于增长解.

$$\Delta\propto t^{2/3}\propto R=(1+z)^{-1} \qquad (9.75)$$

这说明在爱因斯坦－德西特宇宙中，密度扰动线性增长.

二、$\Omega=0$ 时，尺度因子时间关系为 $R=H_0t$, 而 $\rho=0$.

$$\frac{\dot{R}}{R}=\frac{1}{t}$$

故(9.73)式变为
$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+\frac{2}{t}\frac{d\Delta}{dt}=0 \qquad (9.76)$$

在幂律谱 $\Delta=at^n$ 时，解得 $n=0$、-1.
即仅得衰减解与 $\Delta=$ 常数的解，这结果不难理解. $\Omega=0$, 即意味着引力不存在，扰动自然也不会增长.

三、弗里德曼模型. 可利用图9.13进行讨论. 假定球体内密度为 $\rho+\delta\rho$，外部为 ρ，与§9.5的推导类似，可写出相应这一区域的参数方程

$$R=a(1-\cos\theta),\qquad t=b(\theta-\sin\theta)$$

式中

$$a=\frac{\Omega}{2(\Omega-1)},\qquad b=\frac{\Omega}{2H_0(\Omega-1)^{3/2}}$$

对小 θ 值，在物质为主时期、对 θ 展开到一级小量，取 $\cos\theta=1-\frac{1}{2}\theta^2,\sin\theta=\theta-\frac{1}{6}\theta^3$. 求得解

$$R=\Omega^{1/3}\left(\frac{3H_0t}{2}\right)^{2/3}\tag{9.77}$$

可知 $R\propto t^{2/3}$ 这趋于 $\Omega=1$ 的爱因斯坦－德西特模型，只不过常数不同罢了.

如果密度反差较大，对这样的区域可将 θ 展开到高次项

$$\cos\theta=1-\frac{1}{2}\theta^2+\frac{1}{24}\theta^4-\cdots,\sin\theta=\theta-\frac{1}{6}\theta^3+\frac{1}{120}\theta^5\cdots$$

解得

$$R=\Omega^{1/3}\left(\frac{3H_0t}{2}\right)^{2/3}\left[1-\frac{1}{20}\left(\frac{6t}{b}\right)^{2/3}\right]\tag{9.78}$$

可得密度演化的表达式.

$$\rho(R)=\rho_0R^{-3}\left[1+\frac{3}{5}\,\frac{\Omega-1}{\Omega}\,R\right]$$

注意，在 $\Omega=1$ 时，扰动不会增长，我们考虑 Ω 略大于1的情形，这时有

$$\frac{\delta\rho}{\rho}=\frac{\rho(R)-\rho_0(R)}{\rho_0(R)}=\frac{3}{5}\,\frac{\Omega-1}{\Omega}\,R\tag{9.79}$$

这说明密度扰动随宇宙增长而增长.

注意，这个讨论是相对于视界尺度 $r=ct$ 进行的，图 9.13 曾用于讨论整体宇宙动力学，如果扰动大于视界其行为与封密宇宙的整体行为类似．扰动增长 $\frac{\delta\rho}{\rho}\propto R$．

相对论情形

在大爆炸早期辐射为主时期，这时 $P=\frac{1}{3}\rho$．方程(9.63－1)式能量守恒方程要变为

$$\frac{d}{dt}\left(\rho+\frac{P}{c^2}\right)=\frac{\dot{P}}{c^2}-\left(\rho+\frac{P}{c^2}\right)(\nabla\cdot v) \tag{9.80}$$

以 $P=\frac{1}{3}\rho c^2$ 代入，得到连续性方程为

$$\frac{d\rho}{dt}=-\frac{4}{3}\rho(\nabla.\overline{v})$$

引力势方程为 $\quad \nabla^2\varphi=4\pi G\left(\rho+\frac{3P}{c^2}\right)$ (9.81)

在极端相对论情况下有 $\nabla^2\varphi=8\pi G\rho$

最后，流体元在引力势 φ 下加速度表达式仍为

$$\frac{dv}{dt}=-\nabla\varphi \tag{9.82}$$

与非相对论情形变化仅相差常数．

与上相同．在忽略压力梯度项情况下，可求得密度扰动微分方程

$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta}{dt}-\frac{32\pi G\rho}{3}\Delta=0 \tag{9.83}$$

形式上与(9.73)类似，对 $\Delta=at^n$ 求解，由 $R\propto t^{\frac{1}{2}}$ 得 $n=\pm1$．增长解为

$$\Delta\propto t\propto R^2\propto(1+z)^{-2} \tag{9.84}$$

显然，这里讨论的扰动尺度也与视界尺度相当．

2. 标准大爆炸模型的绝热扰动的演化

由以上讨论，我们得到.

一、任一时期稳定扰动的最大尺度为 λ_J. 它描述了在一个坍缩时间内扰动以声波传播的距离.

二、在一特定的宇宙时间 t, 信息能达到的最大距离为视界距离 $r_H=ct$

三、不稳定模式中，扰动随时间而增长. 在物质为主时期，只要满足，$\Omega z>>1$,扰动便随 R 而增长. 红移变小，增长变慢. 在 $\Omega=0$ 的极限中，增长为 0. 在辐射为主时期，$\Delta\propto R^2$.

利用这些知识，我们来讨论标准模型中质量扰动演化.

设扰动质量全部由重子物质给出,则金斯质量可表为:

$$M_J=\frac{4\pi}{3}\lambda_J^3\rho_B$$

在辐射为主时期，重子质量密度可表为 $\rho_B=1.88\times10^{-26}\Omega_B h^2(1+z)^3$, Ω_B 为现今重子密度参数，由(9.61)式知 $C_s=\frac{c}{\sqrt{3}}$，故(9.72)式 $\lambda_J=\frac{c}{\sqrt{3}}\left(\frac{\pi}{G\rho}\right)^{1/2}$,式中 ρ 为包括光子、中微子等在内的总物质密度，即 $\rho=4.81\times10^{-31}x(1+z)^4$，当考虑中微子时 $x=1.7$. 辐射为主时期 $z>>4\times10^4\Omega h^2$, 这样，辐射为主时期金斯质量为

$$M_J=2.8\times10^{30}z^{-3}\Omega_B h^{-2}M_\odot \qquad (9.85)$$

从而可知: $M_J\propto R^3$, 在 $z=10^{10}$ 时 $M_J\simeq 1M_\odot$，而在 $z=3\times10^6$ 时，$M_J\approx10^{11}M_\odot$. 相当于一个巨星系质量.

将 λ_J 与 r_H 对比. 由(9.48)式知

$$r_H=ct=c\left(\frac{3}{3\pi\pi G\rho}\right)^{1/2}$$

而 $$\lambda_J = c\left(\frac{\pi}{3G\rho}\right)^{1/2}$$

可见两者同量级.

这些结要的物理意义是明显的. 比如我们考虑具有星系那么大质量 $10^{11}M_{\odot}$的扰动问题，在辐射为主时期该扰动区远远大于视界尺度，由(9.84)式，其扰动 $\propto R^{-2}$ 增长，当 $z\approx 3\times 10^6$ 时，扰动尺度才进到视界以内，而此时，λ_J 大于扰动区长度，扰动只能以振荡形式传播.振幅不会增长.

图 9.19 给出了 M_J 随 z 或宇宙时 t 的演化情况，计算中考虑了 C_S的变化. 在 $\rho_m=\rho_r$时，$C_S < \frac{c}{\sqrt{3}}$

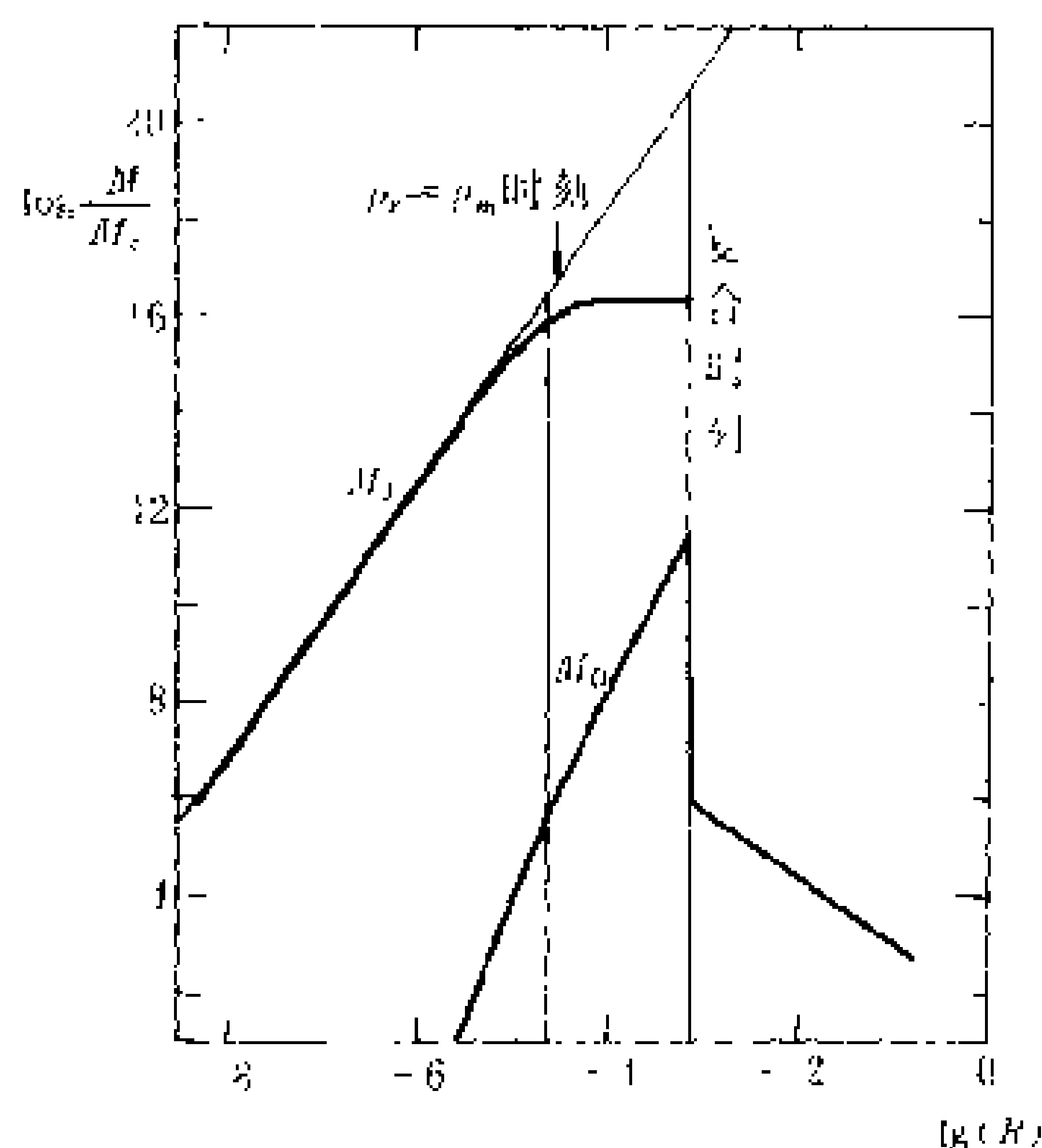


图 9.19 M_J 随尺度因子的变化

由 §9.5, 如果 $\Omega\sim 0.1$, $h=0.5$. 由(9.55)式，大约在 $z=1000$ 时，$\rho_r=\rho_m$, 这时 $T\simeq 4000$K, 此后 C_S 很快下降，到复合时刻，

扰动区内部的压力不再由辐射提供，而主要决定于热运动. $C_S=\left(\frac{5kT}{3m_H}\right)^{1/2}$，金斯质量将变为

$$M_J=\frac{4\pi}{3}\left(\frac{\pi C_S}{G}\right)^{3/2}\rho_B^{1/2}=10^6(\Omega h^2)^{-1/2}M_\odot \qquad (9.86)$$

即降到星团的层次. 所以，直到 $\Omega z\sim 1$, $M>10^6M_\odot$的所有扰动都可按 $\Delta\propto R$ 增长.

复合后金斯质量的演化强烈地与气体的热史有关. 从理论上说，气体会随宇宙膨胀而绝热冷却下去，从而有 $T\propto R^{-2}$，这样 $M_T\propto R^{-1.5}$. 但实际情况并不这么简单，从 $z\sim 4$ 的类星体观测，发现星系际气体仍然处于高度电离状态，所以在 $z=1000$ 到 4 之间的某一时间内必定还有一个强烈的加热过程.

3. 复合后的耗散过程与薄饼模型

1968 年西尔克研究了辐射为主时期密度扰动由光子散射造成的耗散过程. 称之为西尔克阻尼. 该过程后来又为温伯格详细研究过(1972 年).

在完全电离气体中，光子与电子基本耦合，因而也与质子基本耦合. 光子由电子汤姆逊散射的平均自由程为

$$\lambda=\frac{1}{\sigma_T N_e}=c\tau$$

τ 即平均两次碰撞的时间. 在 t 时间内随机碰撞的次数为 $N=\frac{t}{\tau}$. 由统计理论知，随机碰撞扩散的距离为

$$r_{扩}\propto N^{\frac{1}{2}}\lambda=\left(\frac{ct}{\sigma_T N_e}\right)^{1/2}$$

只有尺度大于 $r_{扩}$的扰动才能不为散射所阻尼. 前面已知辐射为

主时期 $z > 4\times10^4\Omega h^2$，由(9.48)式知 $t=\left(\frac{3}{32}\pi G\rho\right)^{-1/2}=\frac{1}{3H_0}$ $\cdot(1+z)^{-3/2}\Omega^{-1/2}$. 在完全电离情况下，电子数密度 $N_e=\rho(1+z)^3/m_p=11\Omega_B h^2(1+z)^3 m^{-3}$. 可得阻尼质量(或西尔克质量)为：

$$M_D=\frac{4\pi}{3}r_{扩}{}^3\rho_B=1.8\times10^{23}(\Omega_B h^2)^{-5/4}(Hz)^{-\frac{15}{4}}M_\odot \quad (9.87)$$

只有大于该质量的密度扰动才能不被阻尼掉，问题是到 $z=1500$ 的复合时期，密度扰动可以残存的质量范围至少有多大呢？如果 $\Omega h^2=1$，从 $z=4\times10^4$ 至 1500，宇宙都是物质为主的．则 $M_D=2\times10^{11}M_\odot$

如果 $h=0.5$ $\quad M_D=10^{12}M_\odot$

在另一种极端情形，$\Omega_B=0.1$，$h=0.5$．到 $z=1500$ 时宇宙仍是辐射为主，则 $M_D=6\times10^{12}M_\odot$．

总之，$M\lesssim10^{12}M_\odot$ 的扰动都将被阻尼掉．换言之，按严格的绝热质子扰动理论，只有不小于巨星系的质量尺度的扰动才有可能保留到复合时期．按该图景，正常星系、星团、恒星只能是由在 $z<1500$ 以后形成的大结构分裂造成的．基于这种分析，泽尔道维奇提出了重子的薄饼模型．

薄饼模型的基本思路是：认为在星系团、超星系团尺度的扰动区，并不是严格的球对称形，而是三轴椭球体．由动力学知识可知，在这种情况下，并非各向均匀坍缩，而是沿最短轴迅速进行，以至最后成了薄饼状．在饼平面上有最高的密度．小于星系尺度的结构，则由饼分裂而成．

薄饼模型遇到了很多困难．

首先，要求有很高的初始扰动．前面我们已谈到，直到 $\Omega z\simeq1$，$M>10^6M_\odot$ 的扰动区都只是以 $\Delta\propto(1+z)^{-1}$ 增长，而由核合成理论得到 $\Omega_B<0.05h^{-2}$，如果 $h=0.5$，则直到 $z\leqslant5$ 时这种扰动

的增长仍很缓慢，观测表明，星系似乎是在 $z=2$— 3 时形成的，这就要求留到复合时刻的扰动幅度不得小于 3×10^{-3}，否则 Δ 不可能到 1，这也就要求在宇宙早期进入视界的扰动幅度必大大高于统计涨落．由于这种扰动是绝热的，密度扰动相应地应当在温度扰动中反映出来

$$\frac{\delta T}{T}\approx\frac{1}{3}\frac{\delta\rho}{\rho}$$

但我们在微波背景辐射中看到的不均匀性比这里要求的少了两个量级．有一个解释办法，可以认为星系际介质在 $z\lesssim1500$ 时，仍是处于完全电离态，汤姆孙散射造成了很大的光学厚度，使温度起伏出现了阻尼．但这种把一切都归之为后期形成的过多的假设，在理论上有些牵强．

其次，由对最远的类星体观测，得到了与近距星系几乎相同的元素．要解释重元素的形成，必须考虑有大量恒星形成，换言之，至少在 $z\sim4$ 时，已产生了大量恒星．利里 1988 年、1989 年在最远的射电星系中确已观测到了巨星分支．这样，按薄饼理论先出现大结构再分裂成小结构的要求，大尺度结构的形成必须要推向更早的过去．

与观测的矛盾，使得人们考虑也许星系的形成是个非耗散过程．因为我们的分析都是基于重子物质进行的．按原始核合成理论给出的宇宙密度参数为 $\Omega_B\simeq0.1$ — 0.2，而暴涨模型要求 $\Omega=1$．许多证据都说明暴涨模型有其合理性，这样宇宙中还应该有其他形式的物质，如果有，必将导致星系形成的新的物理机制．这些物质可能是什么呢？

4. 暗物质与物质扰动的演化

1933 年兹维基从维里质量与光度质量的差别出发最早提出了短缺质量问题．此后寻找短缺质量一直是星系天文的重大课题之一．观测暗物质很困难．几十年的努力从观测到理论都取得了很大进展．比如观测到了星系晕，寻找到了一批 $M\leqslant0.05M_{\odot}$ 的棕矮

星、普遍存在着的固态行星，以至提出了黑洞族等．但这些都属于重子物质，而重子物质的数量由原始核合成理论已给出了上限，除非在核合成之前已经形成了一个黑洞族，但根据霍金黑洞蒸发理论，这些黑洞质量不能小于10^{12}千克，否则早已蒸发光了．另外，要求在核合成之前形成，必要求在视界尺度上有$\Delta\geqslant 1$的扰动．因此重子物质看来不会是暗物质的主体．

从粒子物理出发，逻辑地提出另一种假设，很可能暗物质的主流是非重子物质，人们常提到的候选者有．

一、轴子(axion)这是最小质量的候选者．静止质量约为10^{-2}—10^{-5}eV．如果的确存在，它们应是在$T=10^{12}$K时产生的，它们从未参予过热平衡，也从未得到过热速度，始终是冷的，其行为与以下讨论的极重冷暗物质粒子类似．

二、最有兴趣的是中微子．1980年苏联小组发表的实验结果，给出ν_e的静止质量上限为30eV，当时曾引起了很大轰动．因为这正好使宇宙封闭，达到了暴涨宇宙的要求．我们可作如下估算．当热平衡温度为T时，单项中微子数密度为$N=0.091\times10^{4}\left(\frac{kT}{\hbar c}\right)^3 m^{-3}$，如果有$N_\nu$种，静止质量均取$m_\nu$，则由中微子提供的宇宙质量密度为$\rho_\nu=NN_\nu m_\nu$．假如该质量密度正好等于临界质量密度$\rho_\nu=\rho_c=1.88\times10^{-26}h^2\mathrm{kgm}^{-3}$，现在认为最可靠的$N_\nu=4$．($\nu_e$，$\bar{\nu}_e$，$\nu_\mu$，$\bar{\nu}_\mu$)可得$m_\nu=46h^2$eV．取$h=0.5$．则只要$m_\nu\approx12$eV就可使宇宙封闭．1987年2月观测大麦云中超新星爆发出的中微子，其静止质量正好处在这样的范围．

三、第三种暗物质是某种质量为1 keV或1—10GeV的超弱相互作用粒子．比如τ子中微子ν_τ，$\bar{\nu}_\tau$以及引力微子(gravitino)、光微子(photino)等超对称部分子．高能粒子物理对这建议很感兴趣，因为只有宇宙才是能证明这种粒子可否存在的唯一场所．天体物理给出了这种粒子的质量上限值．

由泡利不相容原理，在给定最大动量p_0的相空间h^3可放自

旋相反的 2 个费米子. 在角动量为 $p \rightarrow p+dp$ 间粒子数为 $dN = 2(4\pi p^2 dp)/h^3$ 在体积 V 中总数为

$$N = \frac{8\pi V}{3h^3} p_0^3$$

如有 N_ν 种中微子, 还得乘以 N_ν. 我们感兴趣的是引力束缚系统, 由维里定理 有 $\frac{1}{2}M\sigma^2 = \frac{1}{2}\frac{GM^2}{R}$, σ 为均方根弥散速度, $\sigma^2 = \frac{GM}{R}$. 设 M 为类中微子构成的. 则 $M = NN_\nu m_\nu$, 粒子典型的费米动量为 $p_0 = m_\nu\sigma$, 故可找到中微子质量与观测量之关系 m_ν^4

$$\geqslant \frac{9\sqrt{2}\,\hbar^3}{8N_\nu G\sigma R^2} \tag{9.88}$$

对星系团, 典型值 $\sigma = 1000$ 千米 / 秒　　$R = 1\text{Mpc}$.

$m_\nu \geqslant 15\text{eV}$ (对 $N_\nu = 1$), $m_\nu \geqslant 0.9\text{eV}(N_\nu = 6)$

对巨星系, 取 $\sigma = 300$ 千米 / 秒　$R = 1\text{kpc}$.

$m_\nu \geqslant 65\text{eV}(N_\nu = 1)$,　$m_\nu \geqslant 40\text{eV}(N_\nu = 6)$

对小星系　取 $\sigma = 100$ 千米 / 秒

$m_\nu \geqslant 80\text{eV}(N_\nu = 1)$　$m_\nu \gtrsim 50\text{eV}(N_\nu = 6)$

这个估计对于讨论星系形成很有用. 比如, 如果确有 $m_\nu \approx 10$ — 20eV 则一方面能使宇宙封闭, 另一方面中微子可能形成星系暗晕.

今天, 天体物理已使检验暗物质成为可能, 已经设计了一种低温冷却检验器, 用非常纯的半导体去吸收粒子的动能, 由测取极小的升温效应可测算出星系中 $m_\nu \approx 1\text{GeV}$ 的重粒子的几率. 如果这个试验取得了肯定的结果, 无论对于粒子物理或是天体物理都将产生十分深远的影响.

我们可将暗物质分成三个层次来讨论. 取典型质量为 10eV, 1 keV 和 1GeV 分别称之为热暗物质、温暗物质和冷暗物质, 因为直到

$mc^2 \leqslant kT$，粒子仍为相对论性的，相应的z值为4×10^4，4×10^6和4×10^{12}. 所以$m_\nu=10\text{eV}$的暗物质，至今仍有很高的弥散速度，而$m_\nu=1\text{GeV}$的暗物质，弥散速度几乎已为0.

现在我们来讨论暗物质在星系形成中的作用. 这些暗物质都是在早期宇宙中退耦出来的，它们与辐射、与物质的作用除引力外完全脱耦. 让我们回到(9.73)式和(9.83)式.

$$\frac{d^2\Delta}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta}{dt}=A\rho\Delta \tag{9.89}$$

式中

$$A=\begin{cases}4\pi G\text{、} & \text{物质为主时期}\\ \dfrac{32\pi G}{3} & \text{辐射为主时期}\end{cases}$$

在讨论中注意到：一、辐射为主时期. 该方程讨论的密度扰动尺度大于视界. 如果物质主要形式是冷暗物质，其动力作用远小于辐射. 二在复合之后，内能主要由暗物质提供，故暗物质密度扰动的演化将决定重子物质扰动的演化. 三对所有的暗物质而言，都是无碰撞粒子，因而无内压.

以Δ_B、Δ_D分别表示重子物质与暗物质的密度反差. 在复合后的最初时刻，可有以下耦合方程

$$\frac{d^2\Delta_B}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta_B}{dt}=A\rho_B\Delta_B+A\rho_D\Delta_D \tag{9.90}$$

$$\frac{d^2\Delta_D}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta_D}{dt}=A\rho_B\Delta_B+A\rho_D\Delta_D \tag{9.91}$$

对$\Omega=1$，暗物质为主的宇宙模型，(9.91)式可退化为(9.89)式. 对比(9.73)式，可得解.

$$\Delta_D=BR$$

B为常数. 这样重子扰动的演化方程变为

$$\frac{d^2\Delta_B}{dt^2}+2\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)\frac{d\Delta_B}{dt}=4\pi G\rho_D BR$$

因为宇宙背景处于临界状态. 有 $R=(3H_0t/2)^{2/3}$, $3H_0^2=4\pi G\rho_D$ 代入方程后，得:

$$R^{3/2}\frac{d}{dR}\left(R^{-\frac{1}{2}}\frac{d\Delta_B}{dR}\right)+2\frac{d\Delta_B}{dR}=\frac{3}{2}B \qquad (9.92)$$

解之，得 $\Delta_B=B(R-R_0)$

或 $$\Delta_B=\Delta_D\left(1-\frac{z}{z_0}\right) \qquad (9.93)$$

这个解非常有意义. 在 $z=z_0$ 时，重子中的扰动为 0, 或说重子中的扰动很小于暗物质的扰动，而随 z 减小，比如说 $z=\frac{1}{2}z_0$ 时，Δ_B 可达到暗物质扰动之半. 总之，重子物质中即使最初扰动极小也可在暗物质扰动作用下迅速增长.

在宇宙辐射为主时期，暗物质与重子物质的扰动尺度都大于视界，多数内能处于辐射之中，暗物质与重子物质的扰动的演化都将取决于辐射为主的等离子体、而当扰动尺度进到视界、到复合时期，重子物质中的扰动，如前所说，是稳定不变的. 但暗物质则不然，在 $\rho_D=\rho_r$ 或 z_{eq} 之后，暗物质中的扰动就会增长，因而到复合时刻，重子中的扰动比暗物质中的扰动小得多，大致为 $\frac{\Delta_B}{\Delta_D}\approx\frac{1500}{z_{eq}}$. 一旦物质与辐射脱耦，重子中的扰动就会在暗物质背景扰动下急剧增长，即使这种扰动完全被光子所阻尼，也会很快达到与暗物质中扰动相当的水平.

下面我们更详细一点讨论一下在暗物质中扰动演化的图景.

对热暗物质而言，设 $m_\nu=30\text{eV}$ 由 $m_\nu c^2=kT$, 可知在 $z=1.25\times10^5$ 即从中微子退耦到核合成的整个过程中，这种中微子都是极端相对论性的. 其特点是自由流，几乎完全无碰撞，结果与西尔

克阻尼机制相似，进入视界的中微子的扰动也会被这种自由流所阻尼，只是在 $z=3\times10^4\left(\frac{m_\nu}{30\text{eV}}\right)$ 中微子变成非相对论性后，视界内的扰动才可能发展，仔细计算可得相应的阻尼质量为

$$M_\nu=4\times10^{15}\left(\frac{m_\nu}{30\text{eV}}\right)^{-2}\ M_\odot \tag{9.94}$$

换言之，只有在 $M\geqslant M_\nu$ 的尺度上的扰动才会在 z_{eq} 后增长. 与此平行，视界内的重子物质的扰动将会被西尔克阻尼所抹平. 在复合以后，重子中的扰动会很快达到中微子扰动的水平，并形成大尺度结构. 热暗物质中扰动演化图景与重子物质绝热扰动演化图景相似，只不过这里大尺度结构形成时间较标准模式晚，而且在星系团中可增加中微子构成的暗晕.

对冷暗物质而言，设 $m_\nu=1\text{GeV}$，这种中微子很早就成为非相对论性，在变成非相对论性时，在视界内的质量很小，$M\ll M_\odot$，因而几乎各种质量尺度上的扰动都可存在，且在 z_{eq} 之后再一次增长，而在复合之后，重子物质也落到扰动中来，与绝热扰动模式不同，重子物质完全有可能在复合后不久便开始坍缩形成恒星、星团、星系等不同尺度的结构.

5. 初始扰动谱

上面的讨论，分析了膨胀宇宙中密度扰动在引力不稳定性作用下的演化图景. 现在的问题是，如何找到扰动的初始谱. 大尺度观测反映了密度扰动的状况. 应该从观测中找到证据.

皮伯斯和他的同事们最早提出了观测星系的相关函数法. 近20年来观测星系的两点相关函数、三点相关函数 … 是观测宇宙学最活跃的领域之一. 两点相关函数 $\xi(r)$ 定义为在距一个星系为 r 距离上找到另一个星系的几率. 设 n_0 为背景平均星系数密度，在距离为 r 的体积 dV 内找到星系的数目为 $dN(r)$，则:

$$dN(r)=n_0[1+\xi(r)]dV \tag{9.95}$$

也可以用在相距 r 范围内找到一对星系存在的可能性来定义

$$dN_{对}(r)=n_0^2[1+\xi(r)]dV_1dV_2$$

由于 $\rho=\rho_0[1+\Delta(x)]$，而Δ 的平均值为 0，故有.

$$\begin{aligned}dN_{对}(r)&=\rho(x)dV_1\rho(x+r)dV_2\\&=\rho_0^2[1+\Delta(x)][1+\Delta(x+r)]dV_1dV_2\\&=\rho_0^2dV_1dV_2[1+<\Delta(x)\Delta(x+r)>]\end{aligned}$$

对比，可得

$$\xi(r)=<\Delta(x)\Delta(x+r)> \tag{9.96}$$

因此观测$\xi(r)$就可找到密度扰动反差．但这个观测并不容易，不仅需要大量样品，其结果对样品的完整性、可靠性十分敏感．图 9.20 是 1988 年柯林斯给出的结果．图中数据是对角距 θ 进行的，两点角相关函数 $\omega(\theta)$与角距 θ 关系为 $\omega(\theta)\propto\theta^{-(\gamma-1)}$．其观测范围为 200kpc 到 20Mpc. 换成距离相关函数 $\xi(r)$，可表为

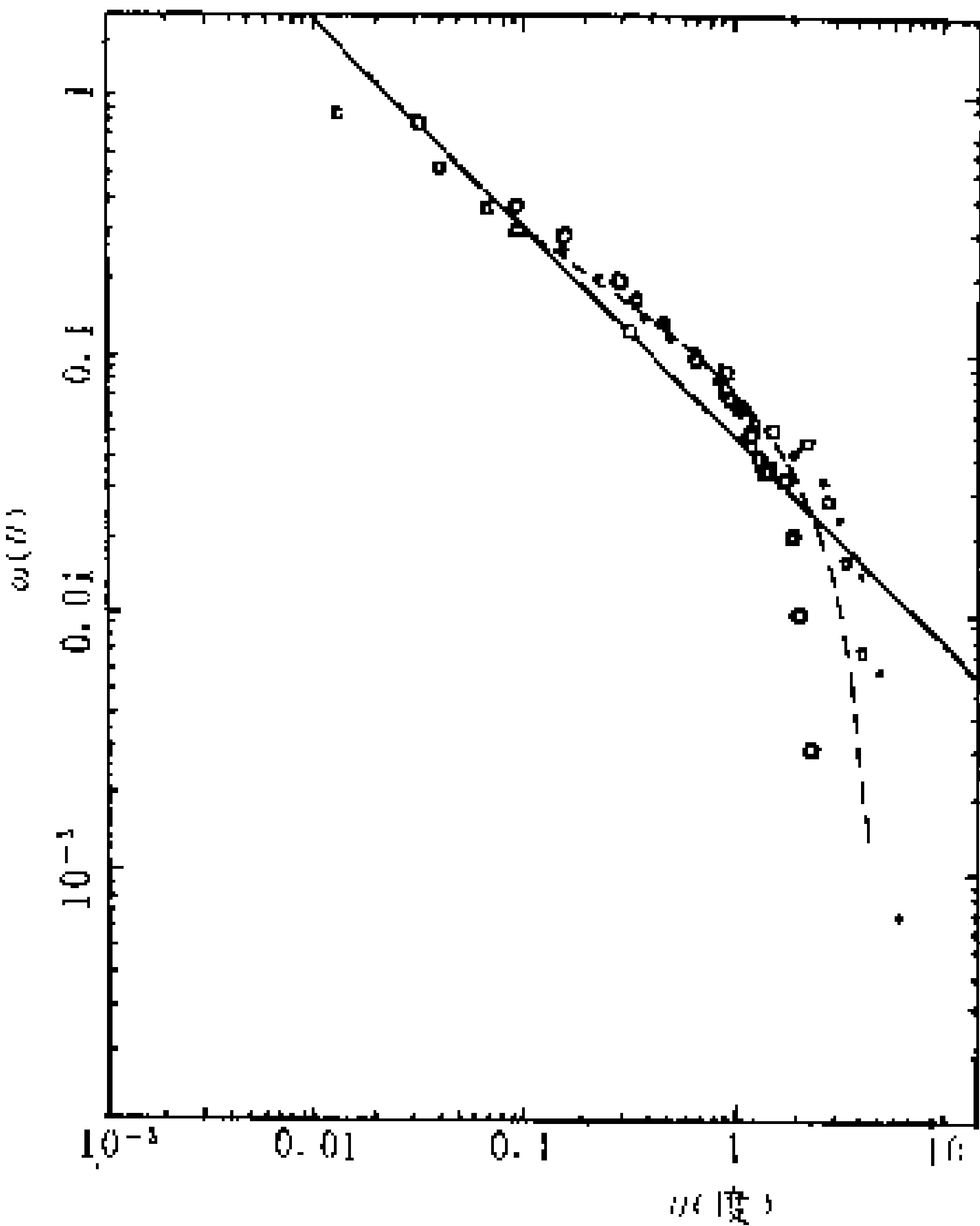


图 9.20 星系两点角相关函数

$$\xi(r)=\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \tag{9.97}$$

观测得到指数 $\gamma=1.8$. r_0 叫做特征尺度，是按星系密度超出背景平均密度 2 倍来定义的. 粗略地说 r_0 为扰动变成非线性的尺度. 观测得到 $r_0=5h^{-1}$Mpc .

图 20 中实线拟合. $\omega(\theta)$随 θ 变化十分平滑，并没有十分明显的选择尺度. 如按虚线拟合则在 $10h^{-1}$Mpc 上成团，有趣的是在 $r>20h^{-1}$Mpc时 $\xi(r)$成了负值. 巴柯尔等 1988 年曾得到阿贝尔富星系团的特征尺度为 $r_0\approx(15-25)h^{-1}$Mpc. 现有证据表明类星体在 $r_0=(10-20)h^{-1}$Mpc 上有成团性，这种成团性与两点相关函数的严格关系尚不清楚，很可能不是简单的相关，近年来的研究已发展到三点、四点相关以至三维空间分布.

为了分析扰动谱，我们将 $\Delta(r)$函数表达为波矢量 $k=\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)i_k$ 的函数 Δk，这是用标准的傅里叶变换来完成的

$$\Delta(x)=\frac{V}{(2\pi)^3}\int\Delta_k e^{-ik\cdot x}d^3k \tag{9.98}$$

$$\Delta_k=\frac{1}{V}\int\Delta(x)e^{ik\cdot x}d^3x \tag{9.99}$$

$\Delta(x)$的平方积分与 Δ_k 平方积分关系为

$$\frac{1}{V}\int\Delta^2(x)d^3x=\frac{V}{(2\pi)^3}\int|\Delta_k|^2d^3k$$

该式左边正是单位体积扰动幅度的均方值$\langle\Delta^2\rangle$.

故
$$\langle\Delta^2\rangle=\frac{V}{(2\pi)^3}\int|\Delta_k|^2d^3k \tag{9.100}$$

我们讨论的是各向同性情形. $d^3k=4\pi k^2dk$. 用和取代积分

$$\Delta(x)=\sum \Delta_k e^{-k\cdot x}$$

$\Delta(x)$为实函数，可写成 $\xi(x)=<\Delta(x)\Delta^*(x)>$，$\Delta^*(x)$为$\Delta(x)$的复共轭，这样，取$\Delta(x)$与$\Delta(x+r)$乘积之平均值为

$$\xi(r)=\langle\sum_k\sum_{k'}\Delta_k\ \Delta^*_{k'}\cdot e^{i(k-k')x}e^{ik\cdot r}\rangle$$

除$k=k'$外其他项为0，得，

$$\xi(r)=\sum|\Delta_k|^2 e^{ik\cdot r}$$

写成积分，为 $\xi(r)=\dfrac{V}{(2\pi)^3}\displaystyle\int|\Delta_k|^2 e^{ik\cdot r}d^3k$

因为 $\xi(r)$是实函数，感兴趣的只是$e^{ik\cdot r}$的实部，即

$\cos k\cdot r=\cos(kr\cos\theta)$部分，故对 $\dfrac{1}{2}\sin\theta d\theta$ 积分，得

$$\xi(r)=\frac{V}{(2\pi)^3}\int|\Delta_k|^2\frac{\sin kr}{kr}4\pi k^2dk \qquad (9.101)$$

该式建立起了$\xi(r)$与扰动谱$|\Delta_k|^2$之关系，$|\Delta_k|$取幂律谱形式，

$$|\Delta_k|^2\propto k^n \qquad (9.102)$$

代入(9.101)式，得 $\xi(r)\propto\displaystyle\int k^{n+2}dk$，如果取 $V\sim r^3$，由$kr>1$时，函数 $\dfrac{\sin kr}{kr}$ 很快下降到0，故取k从0到$k_{max}=\dfrac{1}{r}$积分，得

$$\xi(r)\propto r^{-(n+3)}\propto M^{-\frac{n+3}{3}} \qquad (9.103)$$

最后，由$\xi\propto|\Delta|^2$ 可得

$$\Delta=\frac{\delta\rho}{\rho}=\langle\Delta^2\rangle^{1/2}\propto M^{-\frac{n+3}{6}} \qquad (9.104)$$

由(9.103)式和(9.104)式，可作如下讨论：

一、只要 $n>-3$，扰动谱就随尺度加大而衰减. 所以在非常大的尺度上，宇宙是均匀各向同性的.

二、白噪音谱在各种尺度上都相等，因而只能取 $n=0$. 其产生的密度扰动为 $\Delta\propto M^{-\frac{1}{2}}$. 和 $\xi(r)\propto M^{-1}$.

三、$n=1$ 的谱是非常有兴趣的情形. 为泽尔道维奇所深入研究过(1972)，称之为泽尔道维奇谱. 这时得到

$$\Delta\propto M^{-\frac{2}{3}},\ \xi\propto r^{-4}\propto M^{-\frac{4}{3}}$$

这种扰动，在进入视界时. 各种尺度上的均方根密度差 Δ 都相同. 以冷暗物质的密度扰动为例，由前面分析知道在进入视界前，冷暗物质中的密度扰动按 $\Delta\propto R^2$ 而增长，进入视界到 z_{eq} 之间保持不变，而自 z_{eq} 以后又在增长. 所以如果初始扰动谱有 $\Delta\propto M^{-\beta}$. 则进入视界时幅度应为 $\propto M^{-\beta}R^2$. 视界内暗物质质量为 $(ct)^3\rho_D(t_0)R^{-3}$. 因辐射为主时，$t\propto R^2$，所以视界内暗物质质量也应有 $\propto R^3$，这样进到视界的质量扰动谱 $\propto M^{-\beta+\frac{2}{3}}$. 如果初始谱为泽尔道维奇谱，有 $n=1$, $\beta=\dfrac{2}{3}$. 因而进到视界的谱与质量尺度无关了！

泽尔道维奇认为 $n=1$，可能是早期暴涨阶段的热运动引起的. 那么初始扰动幅度应该有多大呢？可以作一估计. 取 $\Omega=1$, $z_{eq}=4\times10^4h^2$. 如果暗物质扰动从那时起一直保持线性增长关系 $\propto(1+z)^{-1}$，观测要求 $z\approx4$ 时形成星系. 则可算出要求经过视界时的振幅为 10^{-4}.

四、观测得到最佳拟合 $n=1.2$. 遗憾的是无法考虑非线性效应对初始谱作出的修正.

初始扰动谱在微波背景辐射中是如何反映的呢？伯比奇 1980 年曾说“如果我们找不到这种起伏，我们也就找不到星系在早期引力不稳定性而形成的直接证据”. 泽尔道维奇和皮伯斯等最早

对微波背景中的起伏作过分析．由前已知微波背景的最终散射面应来自 $z\approx1000$ 左右(见(9.58)式)．下面我们稍仔细一点分析一下．

1985 年琼斯等研究了星系际气体电离度 x．得到 x 强烈地与红移相关

$$x=2.4\times10^{-3}\frac{(\Omega h^2)^{1/2}}{\Omega_B h^2}\left(\frac{z}{1000}\right)^{12.75}$$

由此可得，在复合时期附近，星系际气体给出的光学厚度为

$$\tau=0.37\left(\frac{z}{1000}\right)^{14.25}$$

可知当取 $\tau=1$ 时，$z\simeq1070$．该结果几乎与宇宙模型 Ω、h 的取值无关．由几率分布可算出微波背景辐射最终散射的红移范围

$$\frac{dP}{d\tau}=e^{-\tau}\frac{d\tau}{dz}$$

其与中值为 1070 方差 $\sigma=80$ 的高斯分布很一致．即最终散射并不是来自一个确切的 z 值，按正态分布，一半光子来自 $z=1010$ 至 1130 期间．由此，可以算出最终散射的厚度．由 $dr=cdt(1+z)$

$=\dfrac{cdt}{H_0(1+z)(\Omega z+1)^{1/2}}$ 在红移很大情况下 $dr\simeq\dfrac{cdz}{H_0z^{3/2}\Omega^{1/2}}$ 相应于 $z=1070$．间隔 80 的尺度为 $7(\Omega h^2)^{-1/2}$Mpc，对应的角度为 $4\Omega^{1/2}$ 弧分．相应的质量为 $M\approx10^{14}(\Omega h^2)^{1/2}M_\odot$． 比这样的尺度小的扰动将会被迭加效应抹平．此外还有一些因素会改变背景辐射．一、光子的多普勒运动效应 $\dfrac{d\Delta}{dt}=-\nabla\delta v$．二、光子引力红移效应(这在大尺度上是必须考虑的)三、密度扰动引起的温度扰动 $\dfrac{\delta T}{T}\approx\dfrac{1}{3}\dfrac{\delta\rho}{\rho}$．

详细计算得:

对重子物质的绝热扰动情形.

$$\frac{\delta T}{T}=\begin{cases}10^{-3.5} & \text{取}\ \Omega=1,\quad h=0.5\\ 10^{-2.8} & \Omega=0.1\quad h=0.5\end{cases}$$

对冷暗物质扰动情形

$$\frac{\delta T}{T}=\begin{cases}10^{-4.8} & \Omega=1,\quad h=0.75\\ 10^{-4.0} & \Omega=0.2\quad h=0.75\end{cases}$$

观测得到　　$4.5'$　　　　$\frac{\delta T}{T}\leqslant 5\times 10^{-5}$

　　　　　　8°　　　　$\frac{\delta T}{T}\approx 4\times 10^{-5}$

可见冷暗物模型较为理想.

综合以上讨论. 对不同内容的物质在一定初始扰动下经过相对论性到非相对论性. 从进入视界之前到进入视界到复合时刻以至今天的不同演化规律, 再加上如西尔克阻尼、自由流阻尼等重要修正. 用计算机作出模拟得到大尺度结构如图 9.21. 重子物质绝热扰动模型与热暗物质扰动模型结果类似.

由图可知, 冷暗物质模型是比较成功的模型. 但仍不能很好地与实测相符. 原因是引力成团理论倾向于产生对称结构, 而很难得到观测中发现的片状丝状结构. 近年来, 人们提出可能存在某种偏向机制. 例如星系爆发吹跑了邻近区气体, 造成了一些地区气体变得稀少. 而另一些地区变得密集. 从而产生了一些密集的波面等. 又如超团之间空洞区中的气体可能由于热运动太剧烈而无法形成星系.

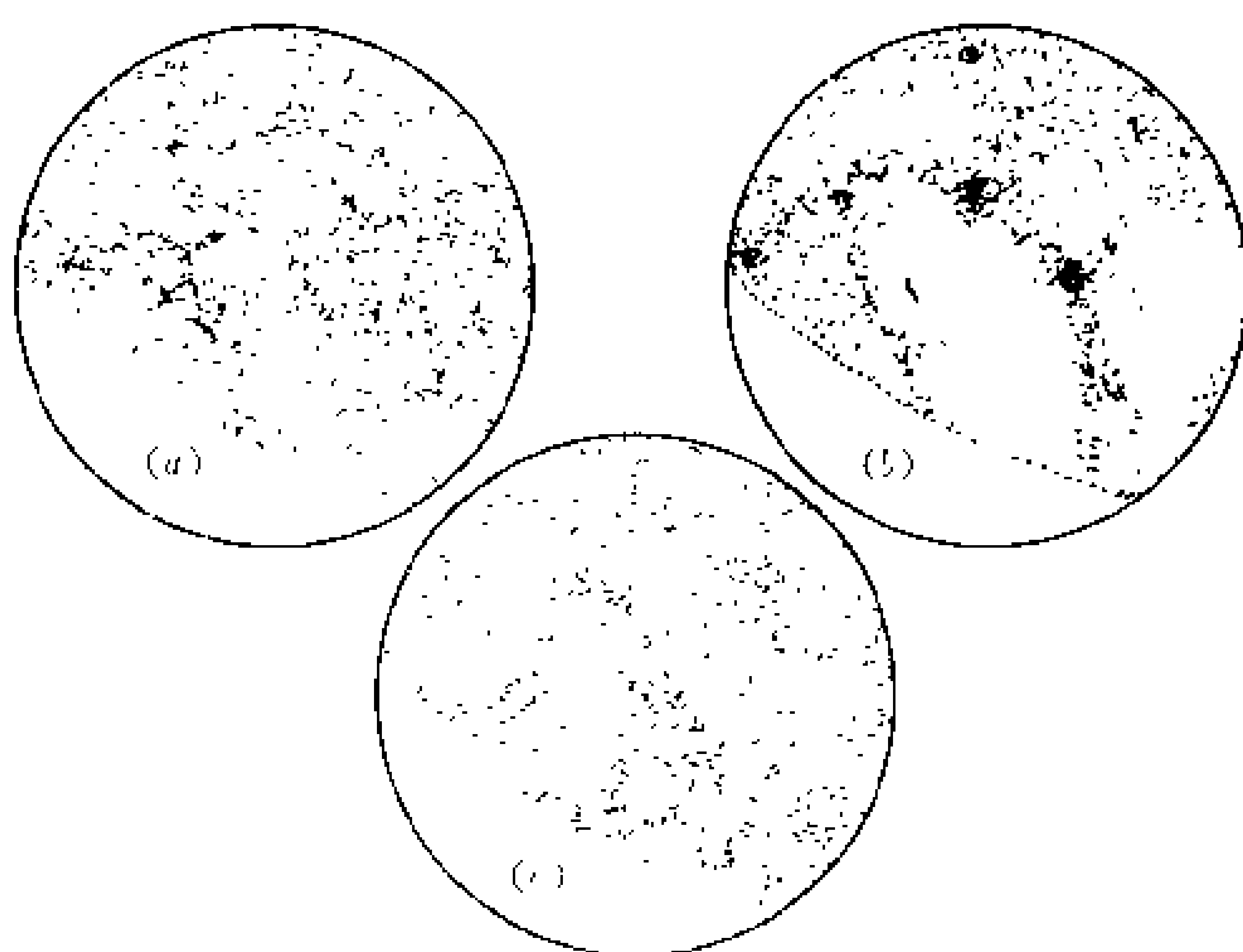


图 9.21 宇宙大尺度结构 (*a*)冷暗物质模型 (*b*)热暗物质模型
(*c*)观测结果(Frenk 1986)

附　　录

1. 天体物理常数

1.1 物理常数

光速	$c = 2.997924580(12) \times 10^{10}$ 厘米·秒$^{-1}$
引力常数	$G = 6.6720(41) \times 10^{-8}$ 达因·厘米^{2}·克$^{-2}$
普朗克常数	$h = 6.626176(36) \times 10^{-27}$ 尔格·秒
电子电荷	$e = 4.803242(14) \times 10^{-10}$ 静电单位
	$= 1.6021892(46) \times 10^{-19}$ 库仑
电子质量	$m_e = 9.109534(47) \times 10^{-28}$ 克
质子质量	$m_p = 1.6726485(86) \times 10^{-24}$ 克
	$= 1.007276470(11)$ 原子质量单位
中子质量	$m_n = 1.6749543(86) \times 10^{-24}$ 克
	$= 1.008665012(37)$ 原子质量单位
原子质量单位	$m_u = 1.6605655(86) \times 10^{-24}$ 克
质子和电子质量比	$m_p/m_e = 1836.15152(70)$
电子静止能量	$m_ec^2 = 0.5110034(14)$ 兆电子伏
精细结构常数	$hc/2\pi e^2 = 1/\alpha = 137.03604\ (11)$
经典电子半径	$e^2/m_ec^2 = r_e = 2.8179380(70) \times 10^{-13}$ 厘米
玻尔半径	$h^2/4\pi^2 m_e e^2 = a_0 = 5.2917706(44) \times 10^{-9}$ 厘米
电子康普顿波长	$h/m_ec = \lambda_c = 2.4263089(40) \times 10^{-10}$ 厘米
里德伯常数	$2\pi^2 m_e e^4/ch^3 = R_\infty = 109737.3177(83)$ 厘米$^{-1}$
阿伏伽德罗数	$N_A = 6.022045(31) \times 10^{23}$ 摩尔$^{-1}$

玻耳兹曼常数　$k = 1.380662(44) \times 10^{-16}$ 尔格·度$^{-1}$

斯忒藩 – 玻耳兹曼常数　　$\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15 h^3 c^2$

$= 5.67032(71) \times 10^{-5}$尔格

·厘米$^{-2}$·度$^{-4}$·秒$^{-1}$

汤姆孙截面 $8\pi r_e^2/3 = \sigma_T = 0.6652448(33) \times 10^{-25}$ 厘米^2

玻尔磁子　$eh/4\pi m_e = u_B = 9.274078(36) \times 10^{-21}$ 高斯·厘米^3

法拉第常数　　$F = 96484.56(27)$库仑·摩尔$^{-1}$

真空磁导率　　$u_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨利·米$^{-1}$

真空电容率 $u_0^{-1} c^{-2} = \varepsilon_0 = 8.85418782(7) \times 10^{-12}$法拉·米$^{-1}$

括号内数字为末尾一位或两位数字的 1σ 不确定度(根据国际科协理事会科技数据委员会推荐的常数)。

1.2　太阳系常数

太阳质量	$M_\odot = 1.9891 \times 10^{33}$ 克
太阳半径	$R_\odot = 6.9599 \times 10^{10}$ 厘米
太阳光度	$L_\odot = 3.826 \times 10^{3}$ 尔格·秒$^{-1}$
太阳表面重力加速度	$g_\odot = 2.74 \times 10^4$ 厘米·秒$^{-2}$
地球质量	$M_E = 5.96 \times 10^{27}$ 克
地球赤道半径	$R_E = 6378.5$ 千米
地球表面重力加速度(平均值)	$g_E = 980.7$ 厘米·秒$^{-2}$
天文单位距离	$A = 1.495985 \times 10^{13}$ 厘米
太阳有效温度	$T_e = 5800$ 开
太阳绝对星等	$M_V = +4.79$
太阳视星等	$m_V = -26.78$
太阳常数(1980)	$= 0.1368$瓦·厘米$^{-2}$
回归年（1900.0）	$= 365.242$ 日
	$= 3.1557 \times 10^7$ 历书秒
太阳视差	$\pi = 8''.794$

1.3 宇宙学数据

哈勃常数　　$H_0=(50-100)$ 千米・秒$^{-1}$・兆秒差距$^{-1}$

$=(1.6-3.2)\times10^{-18}$ 秒$^{-1}$

哈勃时间　　$1/H_0=(19.6-9.78)\times10^9$ 年

哈勃距离　　$R=c/H_0=(6050-3025)$ 兆秒差距

临界密度　　$\rho c=3H_0^2/8\pi G=(5-20)\times10^{-30}$ 克・厘米$^{-3}$

体积　　$\frac{4}{3}\pi R^3=(9-1)\times10^{11}$ 兆秒差距^3

整个宇宙星系物质的平滑密度（Allen 1973）

$=2\times10^{-31}$ 克・厘米$^{-3}$

$=1\times10^{-7}$ 个原子・厘米$^{-3}$

$=3\times10^9M_{\odot}$ 兆秒差距$^{-3}$

星系的空间密度　$=0.02$ 兆秒差距$^{-3}$

星系的光发射　　$=3\times10^8L_{\odot}$ 兆秒差距$^{-3}$

由星系产生的天空平均亮度 $=1.4(m_V=10)$ 度$^{-2}$

宇宙背景热力学温度　$=2.74\pm0.09$K

弱耦合常数　　$g_{wk}=1.435\times10^{-49}$ 尔格・厘米^3

1.4 单 位 换 算

与 1 千电子伏相当的波长　　$hc/E=12.39854\times10^{-8}$ 厘米

与 1 千电子伏相当的频率　　$E/h=2.4179696\times10^{17}$ 赫

与 1 千电子伏相当的温度　　$E/k=11.6048\times10^6$K

与 1 千电子伏相当的能量　　$=1.602192\times10^{-9}$ 尔格

与 10^{18} 赫相当的能量　　$h\nu=4.13571$ 千电子伏

1 焦耳 $=10^7$ 尔格　　1 卡(路里)$=4.184$ 焦耳

1 秒差距 $=3.261633$ 光年$=3.085678\times10^{18}$ 厘米$=206264.806$ 天

1 光年 $=9.46052841\times10^{17}$ 厘米

$1X$ 单位 $= 1.00202 \times 10^{-11}$ 厘米

1 埃 $\equiv 1 \times 10^{-8}$ 厘米

1 原子单位质量的质量能

$Mc^2 = 1.49241 \times 10^{-3}$ 尔格 $= 931.481$ 兆电子伏

760 毛 $= 1.013 \times 10^6$ 达因 · 厘米$^{-2}$

$=$ 1(标准)大气压力 $= 1.013$ 巴

$= 1.031 \times 10^5$ 帕斯卡

1 瑞利 $\equiv (1/4\pi) \times 10^6$ 光子 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$ · 球面度$^{-1}$

1 乌呼鲁计数/秒

$= 1.7 \times 10^{-11}$ 尔格 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$(2 — 6 千电子伏)

$= 2.4 \times 10^{-11}$ 尔格 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$(2 — 10 千电子伏)

1 流量单位 $\equiv 10^{-26}$ 瓦 · 米$^{-2}$ · 赫$^{-1} \equiv$ 1 央(斯基)

1.0 微央(斯基)

$= 10^{-11}$ 尔格 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$ · 艾赫$^{-1}$

$= 0.242 \times 10^{-11}$ 尔格 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$ · 千电子伏$^{-1}$

$= 1.509 \times 10^{-3}$ 千电子伏 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$ · 千电子伏$^{-1}$

强度(尔格 · 厘米$^{-2}$ · 赫$^{-1}$)

$= 3.33 \times 10^{-19} \lambda^2$(埃)强度(尔格 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$ · 埃$^{-1}$)

2. 各种天体的质量、半径、密度数据

天体种类	举例	$\log M$ (克)	$\log R$ (厘米)	$\log \rho$ (克 · 厘米$^{-3}$)	$\log \varphi$[1]
中子星		33.16	5.93	14.75	−0.6?
		32.54	7.44	9.60	−2.5
白矮星	L 930−80	33.45	8.3	7.93	−2.7
	大犬座 α 子星 B	33.30	8.77	6.37	−3.2
	VM2	32.90	9.05	4.13	−5.0

续表

天体种类	举例	logM(克)	logR(厘米)	logρ(克·厘米$^{-3}$)	logφ[1]
主序星	dM8	32.2	9.95	−1.76	−5.6
	太阳	33.30	10.84	−0.15	−5.5
	A 0	33.85	11.25	−0.55	−4.7
	O 5	34.9	12.1	−2.0	−5.0
超巨星	F 0	34.4	12.65	−4.2	−6.1
	K 0	34.4	13.15	−5.7	−6.6
	M 2	34.7	13.75	−7.2	−6.9
原恒星	红外星	35.3?	16.2?	−13.9?	−8.7?
致密椭圆矮星系	M 32，核心	41.0	19.5?	−18.1	−6.3
	M 32，有效	42.5	20.65	−20.0	−5.9
	N 4486−B	43.4	20.5	−18.75	−5.0
旋涡星系	大麦哲伦云	43.2	21.75	−22.65	−6.3
	M 33	43.5	21.8	−22.5	−6.1
	M 31	44.6	22.3	−22.9	−5.5
巨椭圆星系	N3379	44.3	22.0	−22.35	−5.6
	N 4486	45.5	22.4	−22.3	−4.7
致密星系群	斯特凡五重星系	45.5	22.6	−23.1	−4.7
小旋涡星系群	天大座旋涡星系群	46.2	24.1	−26.7	−5.7
稠密椭圆星系群	室女座E星系群，核心天炉座I星系群	46.5	23.7	−25.2	−5.0
小星系云	室女座S星系云 大熊座星系云	47.0	24.3	−26.5	−5.1
小星系团	室女座E星系团	47.2	24.3	−26.3	−4.9
大椭圆星系团	后发座星系团	48.3	24.6	−26.1	−4.9
超星系团	本超星系团	48.7	25.5	−28.4	−4.7
	HMS* 取样至 $m \simeq 12.5$		26.0	−29.6	−4.6
	里克天文台计数至 $m \simeq 19.0$		26.8	−30.5	−4.1

1) 填充因子 $\Phi \approx \rho/\rho_m$, $\rho_m = 3c^2/8\pi G R_m^2$ $R_m = 2GM/c^2$

(取自 *de Vaucouleurs, G.*, *Science*, 167, 1203, 1970)

*HMS 是霍姆伯格总星系(Holmberg Metagalaxy System)的简写，见隆德天文台年刊(Annals of the Observatory of Lund)第 6 期，1937 年.

3. 主序星和超巨星的有效温度和热改正 BC

B−V	T_{eff} 主序星	BC 主序星	T_{eff} 超巨星	BC 超巨星
−0.25	24500	2.30	26000	2.20
−0.23	21000	2.15	23500	2.05
−0.20	17700	1.80	19100	1.72
−0.15	14000	1.20	14500	1.12
−1.10	11800	0.61	12700	0.53
−0.05	10500	0.33	11000	0.14
0.00	9480	0.15	9800	−0.01
+0.10	8530	0.04	8500	−0.09
+0.2	7910	0.00	7440	−0.10
+0.3	7450	0.00	6800	−0.10
+0.4	6800	0.00	6370	−0.09
+0.5	6310	0.03	6020	−0.07
+0.6	5910	0.07	5800	−0.03
+0.7	5540	0.12	5460	+0.03
+0.8	5330	0.19	5200	+0.10
+0.9	5090	0.28	4980	+0.19
+1.0	4840	0.40	4 770	+0.30
+1.2	4350	0.75	4400	+0.59

4. 梅西叶天体

梅西叶编号	NGC编号	星座	1950				m_V	名称
			α		δ			
			时	分	°	′		
M 1	1952	金牛座	05	31.5	+21	59	8.4	蟹状星云
2	7089	宝瓶座	21	30.9	−01	03	6.3	球状星团
3	5272	猎犬座	13	39.9	+28	38	6.2	球状星团
4	6121	天蝎座	16	20.6	−26	24	6.1	球状星团
5	5904	巨蛇座	15	16.0	+02	16	6.0	球状星团
6	6405	天蝎座	17	36.8	−32	11	5.5	疏散星团
7	6475	天蝎座	17	50.7	−34	48	5	疏散星团
8	6523	人马座	18	01.6	−24	20	5.8	礁湖星云
9	6333	蛇夫座	17	16.2	−18	28	7.6	球状星团
10	6254	蛇夫座	16	54.5	−04	02	6.4	球状星团
11	6705	盾牌座	18	48.4	−06	20	6.5	疏散星团
12	6218	蛇夫座	16	44.6	−01	52	6.7	球状星团
13	6205	武仙座	16	39.9	+36	33	5.8	球状星团
14	6402	蛇夫座	17	35.0	−03	13	7.8	球状星团
15	7078	飞马座	21	27.6	+11	57	6.3	球状星团
16	6611	巨蛇座	18	16.0	−13	48	6.5	疏散星团
17	6618	人马座	18	18.0	−16	12	7	奥米加星云
18	6613	人马座	18	17.0	−17	09	7.2	疏散星团
19	6273	蛇夫座	16	59.5	−26	11	6.9	球状星团
20	6514	人马座	17	58.9	−23	02	8.5	三叶星云
21	6531	人马座	18	01.8	−22	30	6.5	疏散星团
22	6656	人马座	18	33.3	−23	58	5.3	球状星团
23	6494	人马座	17	54.0	−19	01	6.5	疏散星团
24	6603	人马座	18	15.5	−18	27	5	疏散星团
25	IC14725	人马座	18	28.8	−19	17	6	疏散星团
26	6694	盾牌座	18	42.5	−09	27	9.1	疏散星团
27	6853	狐狸座	19	57.4	+22	35	8.1	哑铃星云

续表

梅西叶编号	NGC编号	星座	1950 α		δ		m_V	名称
			时	分	°	′		
M28	6626	人马座	18	21.5	−24	54	7.1	球状星团
29	6913	天鹅座	20	22.2	+38	21	7.2	疏散星团
30	7099	摩羯座	21	37.5	−23	25	7.7	球状星团
31	224	仙女座	00	40.0	+41	00	4.0	仙女座星云
32	221	仙女座	00	40.0	+40	36	8.5	椭圆星系
33	598	三角座	01	31.1	+30	24	6.0	旋涡星系
34	1039	英仙座	02	38.8	+42	34	5.7	疏散星团
35	2168	双子座	06	05.7	+24	20	5.6	疏散星团
36	1960	御夫座	05	32.0	+34	07	6.0	疏散星团
37	2099	御夫座	05	49.0	+32	23	6.0	疏散星团
38	1912	御夫座	05	25.3	+35	48	7	疏散星团
39	7092	天鹅座	21	30.4	+48	10	5	疏散星团
40	—	大熊座	12	33.0	+58	30		两颗恒星
41	2287	大犬座	06	44.0	−20	42	5	疏散星团
42	1976	猎户座	05	32.9	−05	25	4	猎户星云
43	1982	猎户座	05	33.1	−05	18	9	猎户星云
44	2632	巨蟹座	08	37.5	+19	52	3.7	鬼宿星团;疏散星团
45	—	金牛座	03	43.9	+23	58	1.6	昴星团;疏散星团
46	2437	船尾座	07	39.6	−34	42	6	疏散星团
47	2422	船尾座	07	34.3	−14	22	5	疏散星团
48	2548	长蛇座	08	11.3	−05	39	6	疏散星团
49	4472	室女座	12	27.3	+08	16	8.9	椭圆星系
50	2323	麒麟座	07	00.5	−08	16	6.5	疏散星团
51	5194	猎犬座	13	27.8	+47	27	8.4	旋涡星系
52	7654	仙后座	23	22.0	+61	20	7.1	疏散星团
53	5024	后发座	13	10.5	+18	26	7.7	球状星团
54	6715	人马座	18	52.0	−30	32	7.7	球状星团
55	6809	人马座	19	36.9	−31	03	6.1	球状星团
56	6779	天琴座	19	14.6	+30	05	8.3	球状星团

续表

梅西叶编号	NGC编号	星座	1950 α 时	分	δ °	′	m_v	名称
M57	6720	天琴座	18	51.7	+32	58	9.0	环状星云
58	4579	室女座	12	35.1	+12	05	9.9	旋涡星系
59	4621	室女座	12	39.5	+11	55	10.2	椭圆星系
60	4649	室女座	12	41.1	+11	48	9.2	椭圆星系
61	4303	室女座	12	19.4	+04	45	9.8	旋涡星系
62	6266	蛇夫座	16	58.1	−30	03	7.1	球状星团
63	5055	猎犬座	13	13.5	+42	17	8.9	旋涡星系
64	4826	后发座	12	54.3	+21	47	8.7	旋涡星系
65	3623	狮子座	11	16.3	+13	23	9.6	旋涡星系
66	3627	狮子座	11	17.6	+13	17	9.1	旋涡星系
67	2682	巨蟹座	08	48.3	+12	00	6.3	疏散星团
68	4590	长蛇座	12	36.8	−26	29	8.0	球状星团
69	6637	人马座	18	28.1	−32	23	7.8	球状星团
70	6681	人马座	18	40.0	−32	21	8.3	球状星团
71	6838	天箭座	19	51.5	+18	39	7.5	球状星团
72	6981	宝瓶座	20	50.7	−12	44	9.2	球状星团
73	6994	宝瓶座	20	56.4	−12	50		疏散星团
74	628	双鱼座	01	34.0	+15	32	9.6	旋涡星系
75	6864	天箭座	20	03.2	−22	04	8.3	球状星团
76	650	英仙座	01	38.8	+51	19	11.5	行星状星云
77	1068	鲸鱼座	02	40.1	−00	14	9.1	旋涡星系
78	2068	猎户座	05	44.2	+00	02		小发射星系
79	1904	天兔座	05	22.2	−24	34	7.4	球状星团
80	6093	天蝎座	16	14.1	−22	52	7.2	球状星团
81	3031	大熊座	09	51.5	+69	18	7.0	旋涡星系
82	3034	大熊座	09	51.9	+69	56	8.7	不规则星系
83	5236	长蛇座	13	34.3	−29	37	7.6	旋涡星系
84	4374	室女座	12	22.6	+13	10	9.7	椭圆星系
85	4382	后发座	12	22.8	+18	28	9.5	椭圆星系

续表

梅西叶编号	NGC编号	星座	1950				m_V	名称
			α		δ			
			时	分	°	′		
M86	4406	室女座	12	23.7	+13	13	9.8	椭圆星系
87	4486	室女座	12	28.3	+12	40	9.3	椭圆星系
88	4501	后发座	12	29.5	+14	42	9.8	旋涡星系
89	4552	室女座	12	33.1	+12	50	10.2	椭圆星系
90	4569	室女座	12	34.3	+13	26	9.7	旋涡星系
91	4567	后发座	12	34.0	+11	32	10.3	M58？
92	6341	武仙座	17	15.6	+43	12	6.3	球状星团
93	2447	船尾座	07	42.4	−23	45	6	疏散星团
94	4736	猎犬座	12	48.6	+41	23	8.1	旋涡星系
95	3351	狮子座	10	41.3	+11	58	9.9	棒旋星系
96	3368	狮子座	10	44.2	+12	05	9.4	旋涡星系
97	3587	大熊座	11	12.0	+55	18	11.2	夜枭星云
98	4192	后发座	12	11.3	+15	11	10.4	旋涡星系
99	4254	后发座	12	16.3	+14	42	9.9	旋涡星系
100	4321	后发座	12	20.4	+16	06	9.8	旋涡星系
101	5457	大熊座	14	01.4	+54	35	8.2	旋涡星系
102	5866	天龙座	15	05.1	+55	57	10.5	M 101?
103	581	仙后座	01	29.9	+60	27	7	疏散星团
104	4594	室女座	12	37.3	−11	21	8	阔边帽星系
105	3379	狮子座	10	45.2	+12	51	9.5	椭圆星系
106	4258	猎犬座	12	16.5	+47	35	9	旋涡星系
107	6171	蛇夫座	16	29.7	−12	57	9	球状星团
108	3556	大熊座	11	08.7	+55	57	10.5	旋涡星系
109	3992	大熊座	11	55.0	+53	39	10.6	棒旋星系

5. 地面大型天文仪器[1)]

反射望远镜

口径		焦距	主焦比	启用年份	纬度	经度	海拔	仪器
600 厘米	236 英寸	24.0 米	4.0	1976	43°39′N	41°26′E	2070米	大型地平式望远镜 苏联 泽连丘克 专门天体物理台
508	200	16.8	3.3	1948	33°21′N	116°52′W	1706	海耳望远镜 美国 加利福尼亚州 帕洛玛天文台
450	177	4.9	2.7	1979	31°41′N	110°53′W	2600	多镜面望远镜 美国 亚利桑那州 霍普金斯山天文台
400	158	11.2	2.8	1976	30°10′S	70°48′W	2399	托洛洛山望远镜 智利托洛洛山 美洲际天文台
389	153	12.7	3.3	1975	31°17′S	149°04′E	1164	英－澳望远镜 澳大利亚赛丁斯普林山英－澳天文台
381	150	10.7	2.8	1973	31°58′N	111°36′W	2064	梅奥尔反射镜 美国 亚利桑那州 基特峰国家天文台
380	150	9.5	2.5	1979	19°50′N	155°28′W	4194	英国红外望远镜 夏威夷 莫纳克亚 爱丁堡皇家天文台
360	142	13.5	3.8	1979	19°49′N	155°28′W	4200	加拿大－法国－夏威夷天文台 夏威夷 莫纳克亚
357	141	10.9	3.0	1976	29°15′S	70°44′W	2400	欧洲南天天文台 3.6 米望远镜 智利 拉西亚 欧洲南天天文台
305	120	15.2	5.0	1959	37°20′N	121°39′W	1277	唐纳德·沙恩望远镜 美国 加利福尼亚州 哈密尔顿山里克天文台

1) 取自Classen, J. and Sperling, N., Sky and Telescope, **61**, 303 (1981).

射电望远镜 /天线

口 径	纬 度	经 度	海 拔	仪 器
366 米半球面(固定)*	18°21′N	66°45′W	365m	美国 波多黎各 阿雷西博天文台
100 米抛物面(全可动)	50°32′N	6°53′E	366	联邦德国 埃费尔斯贝格 马普射电天文研究所
14×25 米抛物面(综合孔径)	52°55′N	6°36′E	5	荷兰 格罗宁根 韦斯特博克射电天文台
64 米抛物面(全可动)	33°00′S	148°16′E	392	澳大利亚 新南威尔士 帕克斯 澳大利亚国家射电天文台
矩形天线阵	33°52′S	150°46′E		澳大利亚 新南威尔士 弗勒斯射电天文台
射电日象仪	30°19′S	150°46′E	215	澳大利亚 新南威尔士 库尔古拉太阳射电天文台
76 米抛物面(全可动)	53°14′N	2°18′W	78	英国 焦德雷尔班克 纳菲尔德射电天文实验室
8 元射电干涉仪(5 公里基线)	52°10′N	0°03′E	17	英国 剑桥 穆拉德射电天文实验室
40 米抛物面(全可动)	37°14′N	118°17′W	1216	美国 加利福尼亚州 欧文斯谷射电天文台
91.4 米抛物面(全可动)	38°26′N	79°50′W	825	美国 西弗吉尼亚州 格林班克国家射电天文台
45.7 米抛物面(全可动)	45°57′N	78°04′W	260	加拿大安大略州特拉弗斯湖 阿尔冈昆射电天文台
甚大天线阵 27×25 米抛物面(全可动)	34°05′N	107°37′W	2124	美国 新墨西哥州 圣奥斯汀平原国家射电天文台

* 原来口径 305 米，1986 年已扩建成口径 366 米.

参 考 文 献

第一章

1.1 Frank H. Shu, The physical Universe , Mill valley, Calif. University science Books, 1982.

1.2 M. Harwit, Astronomical Concepts, New York, Wiley 2nd Ed. 1989.

1.3 F. Hoyle and J. Narlikar, The physics -- Astronomy Frontier W. H. Freeman, 1980(何香涛，赵君亮译，科学出版社，1989).

1.4 林忠四郎等,宇宙物理学，师华译，科学出版社，1982.

1.5 中国大百科全书，天文学，1980.

1.6 中国大百科全书，物理学，1987.

1.7 S. Shapiro and S. Teukolsky, The Physics of Compact Objects John Wiley & Sons, 1983.

1.8 王绶琯：中国大百科全书，自然辩证法，正在出版.

1.9 天文学和哲学，中国自然辩证法研究会天文专业组编，1984

1.10 G. W. Collins II, The Fundamentals of Stellar Astrophysics, W. H. Freeman, 1989.

1.11 物理量和天体物理量，C.W.艾伦编，杨建译，上海人民出版社，1976.

1.12 天体物理公式，K.R.兰编，杨建译，上海科技出版社，1983.

1.13 空间天文学和天体物理学手册，M.V.宗贝克著，苏万振，杨建译，科学出版社，1987

第二章

2.1 尤峻汉：天体物理中辐射机制，科学出版社，1983.

2.2 G. B. Rybicki and A. P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics, John Wiley & Sons, 1979.

2.3 曲钦岳：天体物理辐射理论讲义.

2.4 D. Mihalas, Stellar Atmospheres, W.H. Freeman, 1978.

2.5 R.L. Bowers and T. Deeming, Astrophysics, Jones and Bartlett Publishers, 1984

2.6 Supernova Remnants and Their X-ray Emissions, Ed. J. Danziger, P. Gorenstein. D. Reidel Publishing Company, 1983.

2.7 γ-Ray Burst, AIP, 1986.

2.8 You J.H. et al, Physical Review A. 34, 3015, 1986.

2.9 天体物理公式，K.R. 兰编，杨建译，上海科技出版社，1983.

第三章

3.1 M. Harwit, Astrophysical Concepts 2nd, Ed. Wiley, 1989.

3.2 P. Lena, Observational Astrophysics, Springer-Verlag, 1988.

3.3 E. Böhm-Vitense, Introduction to Stellar Astrophysics, Cambridge University Press, 1989.

3.4 F. Hoyle and J. Narlikar, The physics-Astronomy Frontier W. H. Freeman, 1980.

(何香涛，赵君亮译，科学出版社，1989)

3.5 Supernovae, Ed. S. Woosley, Springer-Verlag, 1991.

3.6 胡景耀，天体物理方法，科学出版社，1990.

3.7 王绶琯等，射电天文方法，科学出版社，1988.

3.8 向德琳，射电天文观测，科学出版社，1990.

3.9 中国大百科全书，天文学，1980.

3.10 马珥，科学，43卷，No 1, 22, 1991

3.11 恒星光球的观测和分析，格雷著，黄磷等译，科学出版社，1981

3.12 D.Mihalas, Stellar Atmospheres, W.H. Freeman, 2nd ed. 1978

3.13 H. Griem, Spectral Line Broadening by plasmas, Academic, New York, 1974

3.14 Astrophysical age and dating method, ed. E. Vangion-Flam et al, Editions Frontiers, 1990

第四章

4.1 宁静太阳，吉布森著，林元章等译，科学出版社，1981.
4.2 H. Zirin, Solar Astrophysics, Cambridge University Press, 1987.
4.3 Physics of The Sun, ed. P. A. Sturrock D. Reidel Publishing Company, 1986
4.4 The Physics of Solar Flare, E. Tandberg－Hanssen and A. Gordonemslie, Cambridge University press, 1988.
4.5 Frontiers of Astrophysics, Ed. E. H. Avrett, Harvard University Press, 1976.
4.6 Astrophysics and Space Physics Reviews, Vol. 2., 1983.
4.7 许敖敖，唐玉华，宇宙电动力学导论，高教出版社，1987.
4.8 方成，天文学进展，7卷，4期，1989.
4.9 日地空间物理，大林辰藏著，冯克嘉译，北京师范大学出版社，1984.
4.10 太阳、天气和气候，海尔曼等著，徐振韬、蒋窈窕等译，气象出版社，1986

第五章

5.1 Frank. H. Shu, The Physical Universe, University Science Books, 1982.
5.2 什克洛夫斯基，恒星的诞生、发展和死亡，黄磷，蔡贤德译，科学出版社，1986.
5.3 R. L. Bowers, T. Deeming, Astrophysics, Vol.I, Jones and Bartlett Publishers, 1984
5.4 G. W. Collins II, The Fundamentals of stellar Astrophysics, W. H. Freeman, 1989.
5.5 R. Kippenhahn, A. Weigert, Stellar Structure and Evolution, Springer－Verlag, 1990.
5.8 M. Schwarzschild, Structure and Evolution of the Stars, Princeton University Press, 1958.
5.9 D.B.Clayton, Principle of Stellar Evolution and Nucleosynthesis,

McGraw－Hill, New York, 1968.
5.10 J. C. Wheeler, in Supernovae, World Scientific, Singapore, 1991.
5.11 A.G. Petchek, ed. Supernovae, Springer－Verlag, 1990.
5.12 Supernovae, ed. S. Woosley, Springer－Verlag, 1991.
5.13 E. Müller, Supernovae, MPA 514, 1990
5.14 J.C. Wheeler, Li Z.W. Astrophys. J. 316, 733, 1987.
5.15 李宗伟、李浩江、天文学进展，卷6，4期，1988
5.16 李宗伟，J. C. 惠勒，天体物理学报，卷 6，200，1986.
5.17 中国天文学史，中国天文学史整理研究小组编，科学出版，1981.

第六章

6.1 S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, The Physics of Compact Objects, John Wiley & Sons, 1983.
6.2 R. Bowers, T. Deeming, Astrophysics, Jones and Bartlett Publishers, 1984.
6.3 R. Kippenhahn, A. Weigert, Stellar Structure and Evolution, Springer－Verlag, 1990
6.4 脉冲星，F.G. 施密斯著，李启斌译，科学出版社，1982
6.5 刘辽，广义相对论，高教出版社，1987.
6.6 引力论和宇宙论，S. 温伯格著，邹振隆等译，科学出版社，1984.
6.7 徐跃明，曲钦岳，天文学进展 第3卷1期，1985.
6.8 李启斌， 天文学进展 第3卷1期，1985.
6.9 Accretion－driven stellar X－ray sources, ed. W.H.G. Lewin et al, 1983
6.10 γ－ray Burst, AIP, 1986
6.11 N.I. Shakura, R.A. Sunyaev, Astron. Astrophys. 24, 337, 1973.
6.12 J.E. Pringle, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 19, 137, 1981.
6.13 李宗伟、天文学进展、第3卷、4期、1985.
6.14 李宗伟等、天体物理学报、第1卷、1期，1981.

第七章

7.1 Frank H. Shu, The Physical Universe, University Science Books, 1982
7.2 恒星的诞生、发展和死亡，什克洛夫斯基著，黄磷等译，科学出版社，

1986.

7.3 D.Mihalas, J. Binney, Galactic Astronomy, 2nd Ed. W. H. Freeman, 1981.

7.4 星际介质物理学，斯必泽著，蔡贤德译，科学出版社，1988.

7.5 R.L. Bowers, T. Deeming, Astrophysics, Vol. II, Jones and Bartlett Publishers, 1984

7.6 J. E. Dyson, D. A. Williams, Physics of Interstellar Medium, Manchester University Press, 1980

7.7 R. Chevalier, American Scientist, Vol. 66, No 6, 716 1978.

7.8 I.S. Shklovsky, Supernovae, Wiley－Interscience, 1968.

7.9 L. Sedov, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, Academic Press, 1959

7.10 C. F. Mckee, Spectroscopy of Astrophysical Plasma, ed. A. Dalgarno, et al, Combridge University Press, 1987.

7.11 Li Z.W., J. C. Wheeler, et al, Astrophys. J 378. 93. 1991

7.12 D.E.Osterbrock, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Neuclei, University Science Books, 1989.

第八章

8.1 Frank. H. Shu. The Physical Universe, University Science Books, 1982.

8.2 R. Bowers, T. Deeming, Astrophysics, Jones and Bartlett Publishers, 1984.

8.3 D. Mihalas, J. Binney, Galactic Astronomy, 2nd Ed. W.H.Freeman, 1981.

8.4 Active Galactic Nuclei, Ed. D. E.Osterbrock, J.S. Miller, Kluwer Academic Publishers, 1989.

8.5 Starbursts and Galaxy Evolution, ed. T.X.Thuan et al, Editions Frontieres, 1987.

8.6 Frontiers of Astrophysics Ed. E. H. Avrett, 1976.

8.7 河外天文学，塞锡克著，李宗云译，科学出版社，1987.

8.8 朱慈墭，天文学教程，中册，高等教育出版社，1987.

8.9 Vorontsov－Velyaminov, Extragalactic Astronomy, 1987.
8.10 程福臻，天文学进展 7卷，No3，1989
8.11 D.E.Osterbrock, Report. Prog. Phys. 54, 579, 1991.
8.12 C.M. Casswell, Astrophys. J. 325, 114, 1988.
8.13 D.B. Sandess et al, Astrophys. J. 347, 29, 1989.
8.14 D.E. Osterbrock, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei University Science Books, 1989.
8.15 Astrophysics of Active Galaxies and Quasistellav Objects, ed. J. S. Miller, University Science Books, 1985.
8.16 Multiwavelengh Astrophysics, ed. F. Cordova, Cambridge University Press, 1990
8.17 D. W. Weedman, Quasar Astronomy, Cambridge University Press, 1986.

第九章

9.1 引力论和宇宙论，S.温伯格著，邹振隆等译，科学出版社，1984.
9.2 刘辽，广义相对论，高等教育出版社，1987
9.3 P. T. E. Peebless, The Large Scale Structure of the Universe, Princeton University Press, 1980
9.4 E. P. Hubble, A Source Book in Astron. Astrophys. 1979.
9.5 G. Gamow, Vistas in Astronomy, 2, 1986.
9.6 A. A. Penzias, R. W. Wilson, Astrophys. J. 142, 419, 1965.
9.7 D.N. Schramm, Ann, Rev. Astron. Astrophys. 27, 1983.
9.8 A.H. Guth, Physical Rev. D. 23, No2, 1981.
9.9 M.S. Longair, Lecture Notes in Physics, No 333, 1, 1989
9.10 G. R. Blumenthal, Nature, 311, 517.

人名译名对照表

A

Abell, G.O. 阿贝尔
Adams, J.C. 亚当斯
Alfv'en, H. 阿尔文
Allen, C.W. 艾伦
Ambatsumyan, V.A. 阿姆巴楚米扬
Arp, H. 阿普
Auman, H.H. 奥曼

B

Baade, W. 巴德
Bahcall, N.A. 巴柯尔
BeckLin, E.E. 贝克林
Bell, S.J. 贝尔
Bethe, H. A. 贝特
Bolton, J.C. 博尔顿
Bondi, H. 邦迪
Boss, L 博斯
Burbidge, E.M. 伯比奇
Burbidge, G.R. 伯比奇

C

Carswell, R.F. 卡斯韦尔
Chandrasekhar, S. 昌德拉塞卡
Chapmann, D.L. 查普曼
Cherenkov, P.A. 切仑柯夫
Chevalier, R. 切瓦里埃
Clark, A. 克拉克
Clausius, R. 克劳修斯
Clayton, C.C. 克瑞顿
Collins, C.A. 柯林斯
Columbus C. 哥伦布
Compton, A.H 康普顿
Copernicus, N. 哥白尼
Curtis, H.D. 柯蒂斯

D

Davis, M. 戴维斯
Debye, D. 德拜
De sitter' 德西特
Dicke, R.H 迪克
Dirac, D.A.M 狄拉克
Doering, W. 杜林
Dreyer, L.E. 德雷耶

E

Eddington, A.S. 爱丁顿
Einstein, A 爱因斯坦
Emden, R 埃姆登

F

Fabry, C. 法布里
Fermi, E 费米
Fowler, W.A. 福勒
Fraunhofer, J. 夫琅和费
Freidmann, A 弗里德曼

G

Galileo, G. 伽里略

Gamow, G. 伽莫夫
Gold, T. 戈尔德
Greenstein, J.L. 格林斯坦
Guth, A. 古斯

H

Hale, G.E. 海耳
Halley, E. 哈雷
Haro, G. 阿罗
Hartmann, J. 哈特曼
Hawking, S. 霍金
Hayashi, C. 林忠四郎
Helmholtz, H. 亥姆霍兹
Herbig, G.H. 赫比格
Herschel, F.W. 赫歇尔
Hertzsprung, E 赫兹普龙
Hewish, A 休伊什
Hoyle, F. 霍伊尔
Hubble, E.P. 哈勃
Huggins, W 哈根斯
Hugoniet, P.H. 许贡纽
Huygens, C. 惠更斯

J

Jansky, K.G. 央斯基
Janguet, E. 儒盖
Jeans, J.H. 金斯
Jenkins, L. F. 詹金斯
Jones, B. 琼斯

K

Kant, I. 康德
Keenan, P.C. 基南
Kelvin 开尔文
Kepler, J. 开普勒
Kirchhoff, G.R. 基尔霍夫
Krämer, G. 克雷默尔

L

Laplace, P.S. 拉普拉斯
Lassell, W 拉塞尔
Leighton, R.B. 莱顿
Lemaitre, A.G. 勒梅特
Linard, A.M. 李纳
Lilly, S.J. 利里
Lin, C.C. 林家翘
Lindblad, B. 林德布拉德
Longair, M.S. 朗盖尔

M

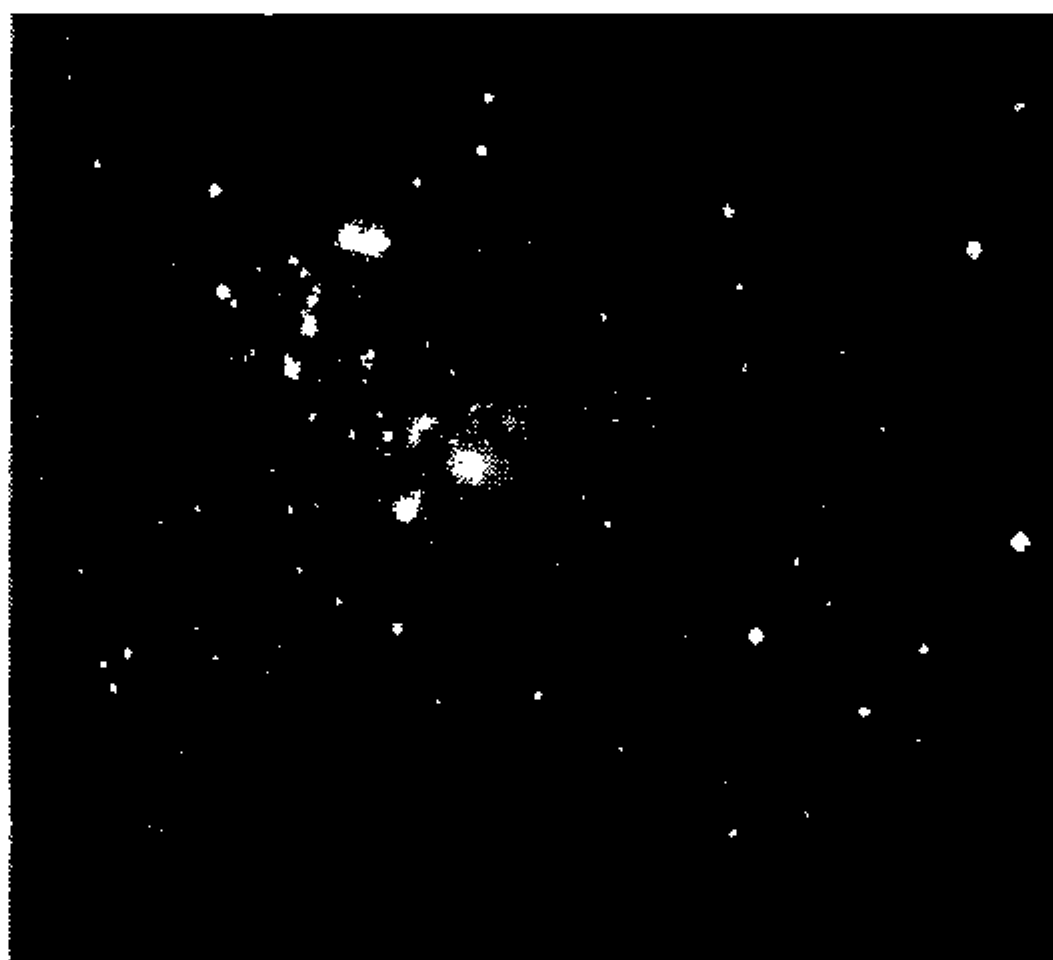
Magellan, F. 麦哲伦
Maunder, E.W. 蒙德尔
Maxwell, J. 麦克斯韦
Messier, C. 梅西耶
Michelson, A.A. 迈克耳逊
Mils, B.Y. 米尔斯
Milne, E.A. 米尔恩
Morgan, W.W. 摩根

N

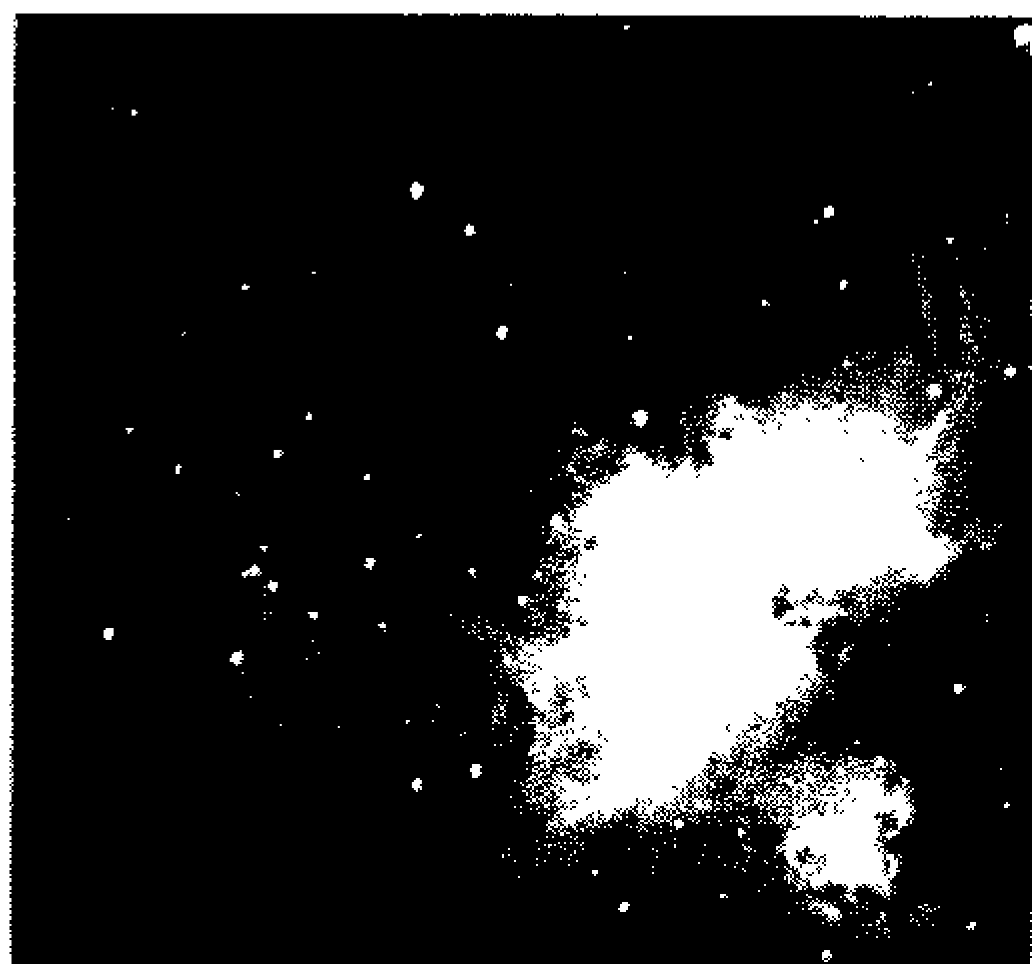
Neuglbauer, G 诺伊吉保尔
Newton, I. 牛顿
Nishina 仁科
Nomoto, K 野本



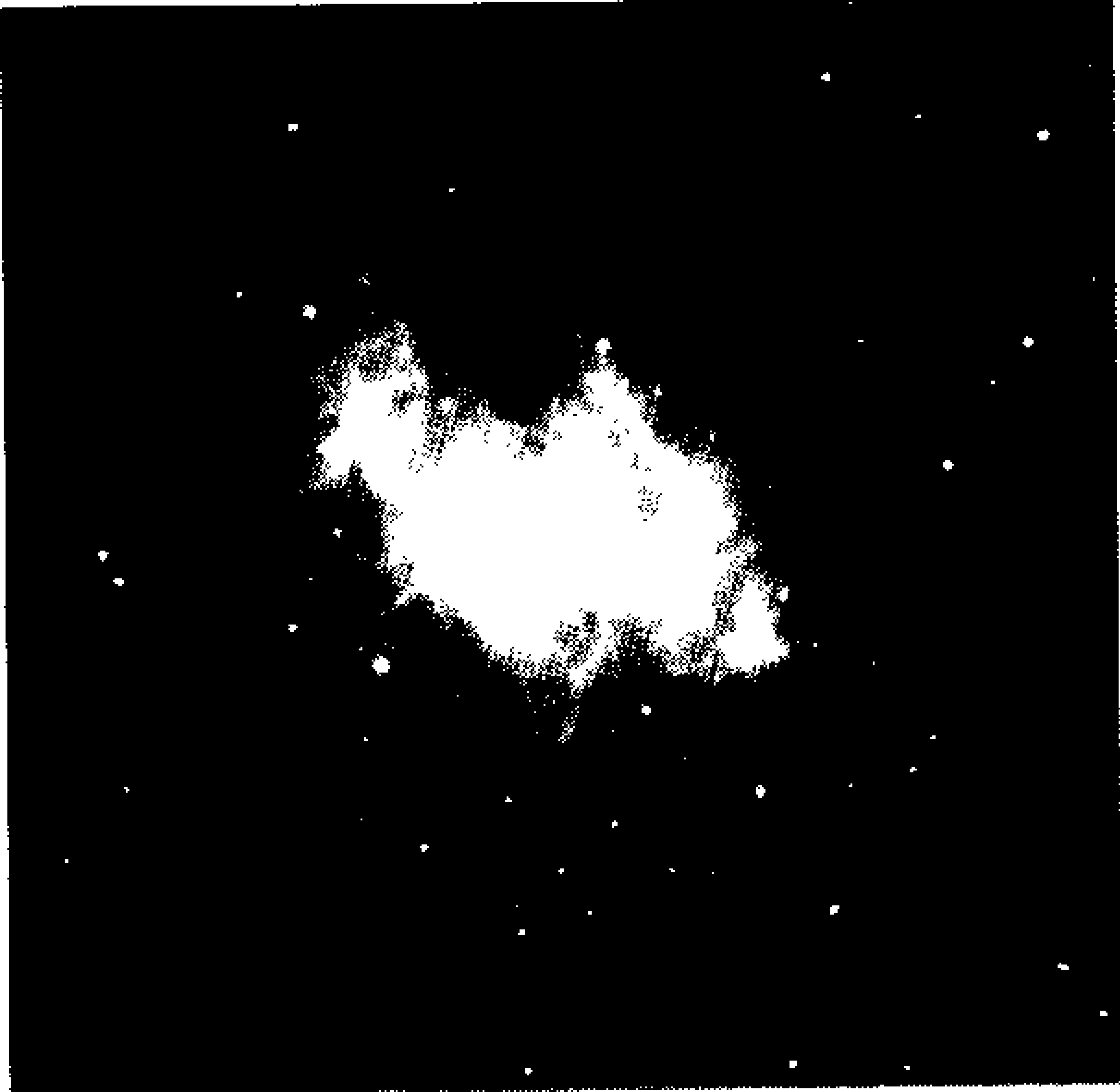
彩照 1　天空实验室用紫外（304 A）拍得太阳爆发



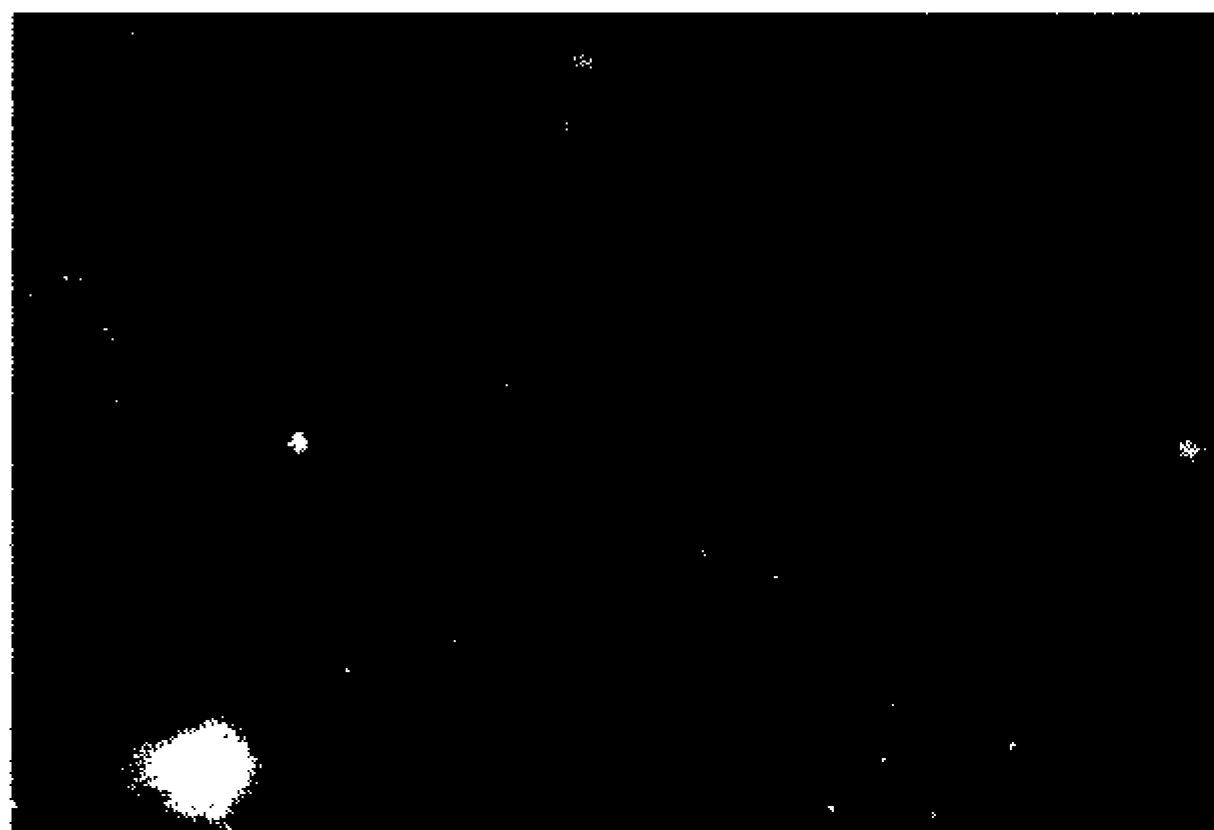
彩照 2　巨蛇座（鹰状）星云，其中有恒星形成区



彩照 3　猎户座大星云，银河系的HⅡ区



彩照 4　金牛座蟹状星云（M1），为1054超新星遗迹



彩照 5　包含马头星云的银河系的一部分



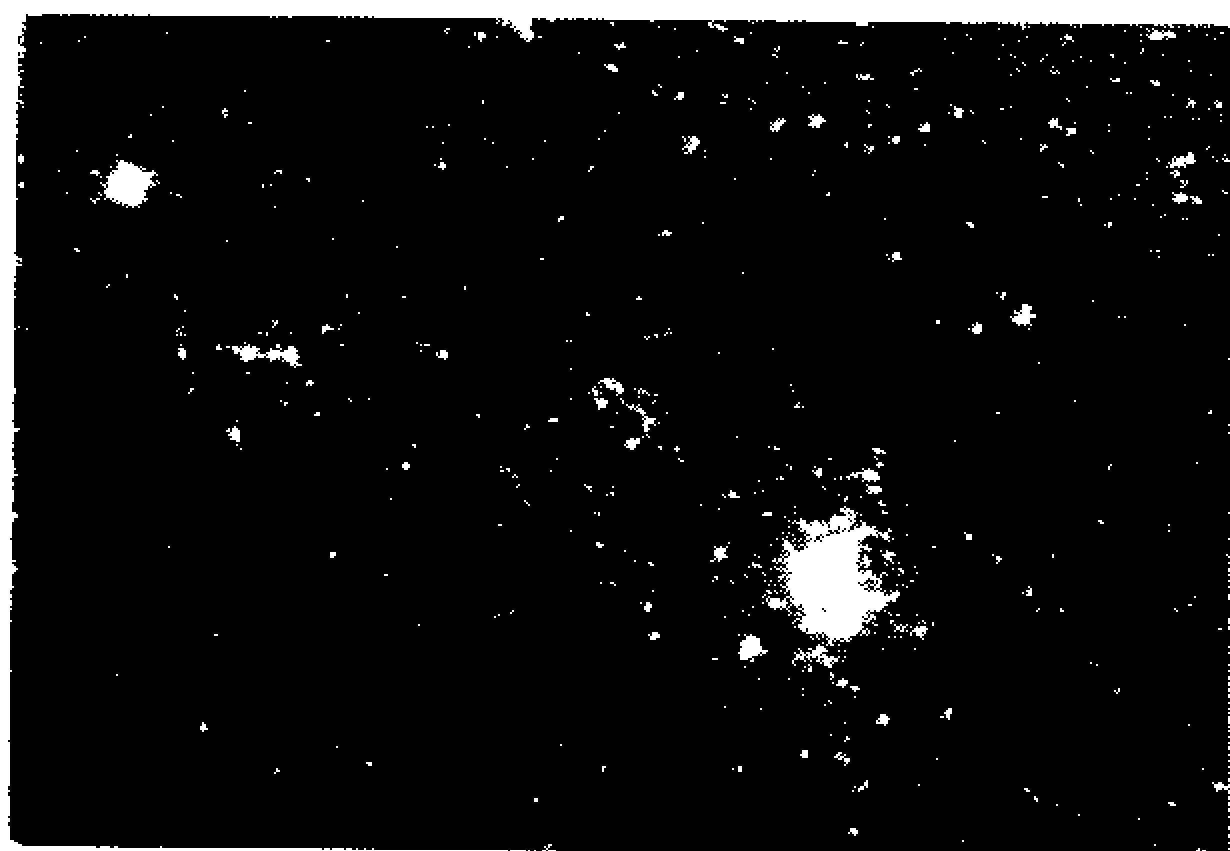
彩照 6　宝瓶座行星状星云，NGC7293



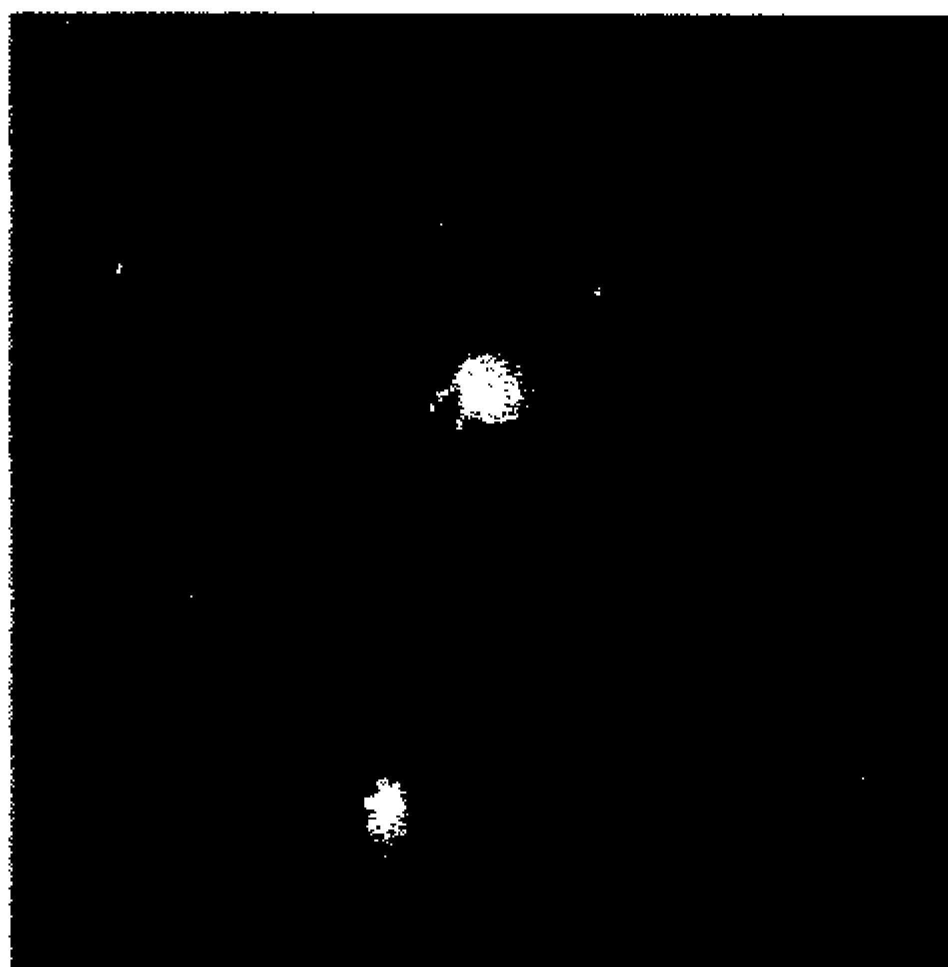
彩照7　天琴座环形星云（M57），行星状星云



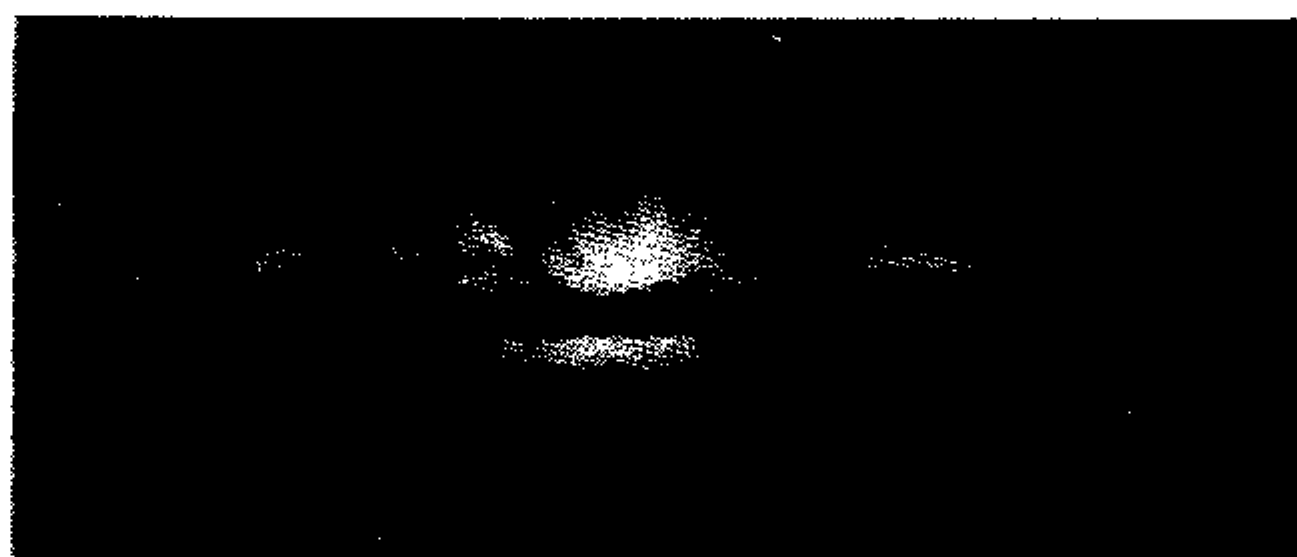
彩照 8　黑洞（示意）



彩照 9　大麦哲仑云中 SN 1987 A



彩照10　猎犬座旋涡星系（NGC5194）和伴星系NGC5195



彩照11　星系爆发演示图（以γ射线探测）



彩照12　活动星系半人马座A，NGC5128

［Ｇｅｎｅｒａｌ　Ｉｎｆｏｒｍａｔｉｏｎ］
书名＝普通天体物理学
作者＝
页数＝１００８
ＳＳ号＝０
出版日期＝
Ｖｓｓ号＝８９０８３３８４

封面
书名
版权
前言
目录
正文